Messungen des Mößbauereffektes nach Coulombanregung an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Egon Schedler
aus Kobyle

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

Messungen des Mößbauereffektes nach Coulombanregung an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Egon Schedler
aus Kobyle

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am : 25.6.69
Tag der mündlichen Prüfung am : 2.7.69
Berichterstatter: Privatdozent Dr. F.-W. Richter
Mitberichterstatter: Prof. Dr. Bock

Inhaltsübersicht

1. Einleitung

2. Übersicht über Messungen des Mössbauereffektes nach Coulombanregung

3. Auswahl der Mössbauerkerne und Übersicht über die aus Quellenmessungen bekannten Daten von Wolfram
   3.1. Auswahl der Mössbauerkerne
   3.2. Quellenmessungen an den Wolframisotopen

4. Durchführung der Experimente
   4.1. Anregung der Mössbauerniveaus
   4.2. Die Messanordnung und Testmessungen
   4.3. Versuche mit radioaktiven Quellen
   4.4. Messung des Mössbauereffektes nach Coulombanregung

5. Die Auswertung der Experimente
   5.1. Allgemeine Betrachtungen zur Auswertung
   5.2. Wolfram-Absorber
   5.3. Wolframcarbid-Absorber
   5.4. Vergleich der Messungen mit dem Wolfram- und dem Wolframcarbid-Absorber

6. Diskussion der Messergebnisse

7. Zusammenfassung

Anhang: Tabellenverzeichnis
        Figurenverzeichnis
        Literaturverzeichnis

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534924_0051

1. Einleitung

Freie Atomkerne erhalten bei der Emission oder Absorption von γ-Quanten die Impulse $p = E_0/c$ und die Rückstoßenergien $R = E_0^2/2mc^2$, wobei E_0 die Anregungsenergien, m die Massen der Kerne und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Sind die Kerne in einem Kristallgitter eingebaut, dann werden die Impulse p über die Gitterkräfte an die benachbarten Gitterbausteine und schließlich auf den ganzen Kristall übertragen. Die damit verbundene Energieübertragung ist, der großen Masse des Kristalls wegen, verschwindend klein. Die Rückstoßenergien R können nur dadurch vom Kristall aufgenommen werden, daß Gitterschwingungen angeregt werden, und die Energieverteilung der γ-Quanten wird dann eindeutig durch die bei der Emission und Absorption auftretenden Änderungen des Schwingungszustandes des Kristalls bestimmt.

R. L. Mößbauer hat entdeckt [1] , daß sich der Gitterzustand bei der Emission oder Absorption eines γ-Quants mit einer großen Wahrscheinlichkeit, die durch den Debye-Waller-Faktor f (f-Faktor) gegeben ist, nicht ändert. Die Emissions- und Absorptionsspektren enthalten dann bei der Anregungsenergie E_0 der Kerne je eine starke Linie mit der natürlichen Linienbreite. Diese Mößbauerlinie kann allgemein bei tiefen Temperaturen der Quellen- und der Absorbersubstanz und weicher γ-Strahlung beobachtet werden.

---

[1] R. L. Mößbauer: Z. Physik 151 (1958) 124
Z. Naturforsch. 14a (1959) 211

Da sich die Mößbauerlinien des Emissions- und Absorptionsspektrums vollständig überdecken, erfüllen die γ-Quanten dieser Linien die Bedingungen für die Resonanzabsorption ideal. Bei der Messung des Mößbaueréffektes bewegen wir den Absorber periodisch gegen die Quelle. Dadurch wird die Absorptionslinie durch den Dopplereffekt gegen die Emissionslinie verschoben, und die vollständige Überdeckung der Mößbauerlinien wird aufgehoben. Für die 14,4keV-Strahlung von ^{57}Fe reicht z. B. schon eine Geschwindigkeit von $v = 0{,}1$ mm/s, um die Resonanzbedingung zu verletzen. Registriert man die γ-Quanten, die den Absorber durchdringen, in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit von Quelle und Absorber, dann erhält man das sog. Geschwindigkeitsspektrum, dem man direkt die natürliche Linienbreite und damit die Lebensdauer der angeregten Kernniveaus entnehmen kann. Die Fläche unter dem Geschwindigkeitsspektrum ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die γ-Quanten "rückstoßfrei" emittiert und absorbiert werden, wir erhalten also eine Aussage über die f-Faktoren der Quelle und des Absorbers.

Eine wichtige Anwendung des Mößbaueréffektes beruht auf der Möglichkeit, kleine Energiedifferenzen von der Größe der natürlichen Linienbreiten ($4{,}6 \cdot 10^{-9}$keV bei ^{57}Fe) zu messen. Von dieser Größenordnung sind die Energieaufspaltungen der Kernzustände, die von der Hyperfeinwechselwirkung der magnetischen Momente und der Quadrupolmomente mit den magnetischen Feldern und elektrischen Feldgradienten am Kernort verursacht wird. Die Geschwindigkeitsspektren enthalten dann mehrere Linien, die zu den γ-Übergängen der verschiedenen Unterzustände der Kernniveaus gehören. Aus den Abständen dieser Linien kann man die Hyperfeinwechselwirkung bestimmen. Wenn die elektrischen Feldgradienten und magnetischen Felder an den Kernorten bekannt sind, lassen sich damit die Kernmomente unabhängig von Kernmodellen ermitteln. Bekanntlich ist es jedoch schwer, die inneren Felder mit hinreichender Genauigkeit zu berechnen. Ohne

deren Kenntnis kann man jedoch das Verhalten der Kernmomente in einem Bereich des Periodischen Systems studieren, indem man Messungen an verschiedenen Isotopen in demselben Kristallgitter durchführt. Die inneren Felder sind dann für alle Isotopen gleich, und die Verhältnisse der Energieaufspaltungen liefern die Verhältnisse der Kernmomente.

Vor allem im Bereich stark deformierter Kerne findet man oft eine Reihe von Isotopen mit tiefliegenden Rotationsniveaus, die deshalb für Mößbauerexperimente gut geeignet sind.

Um die Interpretation der Mößbauerspektren zu vereinfachen, verwendet man eine Quelle oder einen Absorber mit nur einer Linie. Das ist aber nicht immer möglich, wie man am Beispiel von Mößbauerexperimenten an den Wolframisotopen sehen kann. Zur Messung an ^{182}W benutzt man ^{182}Ta-Quellen. Tantal ist parmagnetisch und hat kubische Kristallstruktur, die Mößbauerlinie ist folglich unaufgespalten. An ^{184}W und ^{186}W mißt man mit Re-Quellen. Da Rhenium hexagonale Kristallstruktur hat, ist an den Kernorten von Wolfram ein elektrischer Feldgradient vorhanden und die Mößbauerlinien spalten infolge der Quadrupolwechselwirkung auf. Das muß man bei der Auswertung der Hyperfeinaufspaltung in den Absorbersubstanzen berücksichtigen.

Eine zusätzliche experimentelle Schwierigkeit bei den Wolframmessungen ist die hohe Untergrundstrahlung der Mößbauerquellen und die kurze Lebensdauer der Re-Quellen. Für ^{184}Re ist $T_{1/2}$ = 50 d und für ^{186}Re ist $T_{1/2}$ = 90 h.

In den letzten Jahren ist der Mößbaereffekt nach Coulombanregung mehrfach an verschiedenen Kernen gemessen worden [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8]. Beim Anregungsprozeß erhalten die Kerne Rückstoßenergien von der Größenordnung 100keV.

Sie werden dabei von ihren Gitterplätzen herausgestoßen. Das wichtigste Resultat der Messungen besagt jedoch, daß die angeregten Kerne überwiegend wieder normale Gitterplätze erreichen, ehe sie durch γ-Emission in den Grundzustand übergehen. Es werden dabei Mößbauerspektren gemessen, die mit Quellenmessungen vergleichbar sind. Folglich kann man auch mit Hilfe des Mößbaereffektes nach Coulombanregung Kerneigenschaften untersuchen. Dadurch wird gegenüber Quellenmessungen nicht nur die Zahl der Mößbauerkerne erhöht, nämlich durch solche, für die es keine geeigneten radioaktiven Quellen gibt, sondern man verbessert auch die experimentellen Bedingungen: Alle angeregten Kerne befinden sich in demselben Gitter, wenn für alle Versuche dasselbe Target mit dem natürlichen Gemisch der Isotope verwendet wird. Es ist sogar möglich, den Mößbaereffekt simultan an verschiedenen Kernen zu messen, sofern die γ-Quanten von den verschiedenen Isotopen getrennt werden können. Dann ist gewährleistet, daß sich die Fehlerquellen gleichmäßig auf alle Mößbauerspektren auswirken. Der Vergleich der Messungen wird dadurch erheblich vereinfacht.

---

[2] D. Seyboth, F. E. Obenshain, G. Czjzek
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 954

[3] Y. K. Lee, P. W. Keaton, Jr., E. T. Ritter, J. C. Walker,
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 957

[4] J. Eck, Y. K. Lee, E. T. Ritter, Stevens, JR., J.C.Walker,
Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 120

[5] C. Czjzek , J. L.Ford, Jr., F.E. Obenshain, D.Seyboth,
Phys. Lett. 19 (1966) 673

[6] J.S. Eck, Y.K. Lee, J.C. Walker, R.R. Stevens, Jr.,
Phys. Rev. 156 (1967) 246

[7] K.A. Hardy, D.C. Russel, R.M.Wilenzick,
Phys. Lett. 27A (1968) 422

[8] E.T. Ritter, Y.K. Lee, R.R. Stevens, Jr., J.C. Walker,
Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 1111

Eine Komplikation in der Auswertung solcher Messungen tritt jedoch durch den Einfluß von Strahlenschäden auf. Sie bewirken oft eine Abnahme des f-Faktors und Linienverbreiterungen.

In dieser Arbeit werden zum erstenmal Mößbauerexperimente nach Coulombanregung an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W beschrieben. Das Target bestand aus metallischem Wolfram mit dem natürlichen Gemisch der Isotope. Um den Einfluß von Strahlenschäden im Target auf die Mößbauerspektren zu ermitteln, haben wir zunächst in einem Experiment als Absorber ebenfalls metallisches Wolfram gewählt und die Meßergebnisse mit Quellenmessungen an ^{182}W verglichen. Zur Messung der Hyperfeinaufspaltung wurde als Absorber, seiner hohen Debye-Temperatur wegen, Wolframcarbid verwendet.

Die Mößbauerspektren der Wolframisotope haben wir simultan und unter identischen experimentellen Bedingungen registriert. Eventuelle Fehlerquellen müssen sich deshalb in gleicher Weise auf die einzelnen Spektren auswirken.

2. Überblick über die Messungen des Mößbauereffektes nach Coulombanregung

In Quellenexperimenten werden die Mößbauerniveaus fast immer nach einem ß-Zerfall oder nach einem K-Einfang bevölkert. Die Mößbauerkerne erhalten dabei Rückstoßenergien von höchstens einigen eV. Diese Energie reicht nicht aus, um die Kerne von ihren Gitterplätzen zu entfernen, denn dafür wäre eine Energie von etwa 20eV notwendig.

Bei der Coulombanregung nehmen die Kerne im Gegensatz dazu Energien von der Größenordnung 100keV auf, sie werden dabei stets von ihren Gitterplätzen herausgestoßen. Nur wenn die Kerne wieder auf Gitterplätzen gebunden sind und die Temperatur des Targets hinreichend klein ist, ehe die Kerne durch γ-Emission wieder in den Grundzustand übergehen, sind die Voraussetzungen für die Messung des Mößbauereffektes gegeben. Diese Bedingungen können in einem Experiment durch sorgfältige Kühlung des Targets erfüllt werden, wie die bisher durchgeführten Messungen gezeigt haben.

Die nach Coulombanregung registrierten Mößbauerspektren unterscheiden sich von Quellenmessungen nicht, wenn die Kerne wieder auf normalen Gitterplätzen zur Ruhe kommen. Dies Verhalten wurde in Experimenten an Eisen [8] und Ytterbium [6] realisiert. In anderen Experimenten wurden, abweichend davon, Linienverbreiterungen und eine Abnahme der f-Faktoren der Targets gemessen. Dieser Einfluß von Strahlenschäden auf die Mößbauerspektren ist bisher nicht systematisch untersucht worden. Deshalb werden die aus den bisher durchgeführten Messungen des Mößbauereffektes nach Coulombanregung bekannten Daten zusammengestellt.

Die Linienbreiten können mit Quellenmessungen und mit den Ergebnissen aus Experimenten nach der Methode verzögerter Koinzidenzen verglichen werden. Keine Linienverbreiterungen

sind für ^{61}Ni [2] , die Seltenerdkerne ^{160}Gd, ^{164}Dy, ^{168}Er [4] , das 46-keV-Niveau von ^{183}W [7] und ^{73}Ge [5] gemessen worden. Dagegen wurde eine Linienverbreiterung um den Faktor 1,3 für ^{174}Yb [6] registriert. Eine Verbreiterung um den Faktor 3...4 an Yb_2O_3 in demselben Experiment konnte nicht erklärt werden.

Die f-Faktoren wurden in den meisten bisher durchgeführten Versuchen ermittelt. Tabelle 1 vergleicht die f-Faktoren, die aus Mößbauerexperimenten nach Coulombanregung oder Kernreaktionen stammen mit den f-Faktoren, die aus Quellenmessungen bestimmt oder aus der Debye-Temperatur berechnet wurden. Bei den Messungen mit ^{174}Yb- und ^{57}Fe-Targets wurde keine Abnahme der f-Faktoren festgestellt. Für Fe_2O_3-Targets sind differierende Resultate erzielt worden: Ritter und Mitarbeiter [8] haben eine Abnahme des f-Faktors um den Faktor 2 gemessen, dies Ergebnis wurde von Christiansen und Mitarbeitern [9] , die eine Abnahme von etwa 10 % ermittelt haben, nicht bestätigt. In den übrigen Experimenten wurden z. T. beträchtliche Abweichungen der f-Faktoren von den aus Quellenmessungen bekannten Daten festgestellt.

Man kann die Abnahme der f-Faktoren damit erklären, daß ein Teil der Mößbauerkerne nach dem Anregungsprozeß auf Zwischengitterplätzen zur Rune kommt, wo die Kerne nicht so stark gebunden sind wie auf normalen Gitterplätzen. Die Diskrepanzen in den einzelnen Experimenten dürften aber z. T. auf eine Erwärmung der Targets zurückzuführen sein.

---

[9] J. Christiansen, H.E. Mahnke, U. Mohrfeld, E. Recknagel, D. Riegel, G. Schatz, G. Weyer, W. Witthuhn, Tätigkeitsbericht 1967, Hahn-Meitner-Institut, Berlin

Tabelle 1 Vergleich der f-Faktoren f_R, die aus Mößbauerexperimenten nach Coulombanregung, CE, oder nach einer (d,p)-Reaktion ermittelt wurden, mit den f-Faktoren f, die aus Quellenmessungen bestimmt wurden. Θ sind die zu f gehörenden Debye-Temperaturen. Die Spalte T gibt die Kühlung der Targets an, dabei bedeuten N flüssiger Stickstoff und He flüssiges Helium.

Target - Absorber	f_R	f	Θ/K	f_R/f	R	T	Zitat
^{61}Ni --- Ni				0,9	CE	N	[2]
^{73}Ge --- Ge	0,009 (2)	0,125	360		CE	N	[5]
^{57}Fe --- Fe	0,5				CE		[3]
^{174}Yb --- Yb	0,5 (3)	0,07	118		CE	He	[6]
$^{174}Yb_2O_3$--Yb				0,9			
^{183}W --- W	0,10 (2)	0,63	320		CE	N	[7]
^{57}Fe --- Fe	0,78 (10)	0,79			CE		[8]
^{57}Fe --- Fe-Cyanid	0,83 (10)				CE		
Fe_2O_3--- Fe_2O_3	0,38 (15)			0,5	CE		
Fe_2O_3--- Fe				0,92 (3)	(d,p)	78 K	[9]
Fe_2O_3--- Fe				0,86 (3)	(d,p)	273 K	

Die Hyperfeinaufspaltung ist bisher die einzige Größe, die in Mößbauerexperimenten nach Coulombanregung und Kernreaktionen systematisch untersucht wurde.

In zwei Arbeiten sind Hinweise auf Strahlenschäden gefunden worden: P. Hannaford et al. [10] haben in einem Mößbauerexperiment an ^{119}Sn eine schwache Linie registriert, die sie dem Termschema von ^{119}Sn nicht zuordnen konnten. Y.K. Lee et al. [11] haben beim Beschuß von Fe_2O_3 mit 3-MeV-He bei $v = -6{,}33$ mm/s eine Linie gemessen, die nicht zu verstehen war. Die Autoren vermuten, die Linie stamme von Mößbauerkernen her, die nicht auf normalen Gitterplätzen in den Grundzustand übergegangen sind.

In allen anderen Arbeiten sind in der Hyperfeinaufspaltung keine Anzeichen von Strahlenschäden aufgetreten, auch nicht beim Beschuß von Yb_2O_3 mit 3-MeV-Protonen [6]. Vielmehr wurde festgestellt: Ob die Mößbauerexperimente mit radioaktiven Quellen oder nach Coulombanregung und Kernreaktionen durchgeführt werden, die Hyperfeinaufspaltung der Spektren ist in allen Fällen gleich. Das bedeutet: Ehe die angeregten Kerne wieder in den Grundzustand übergehen, haben sie wie vor der Anregung normale Gitterplätze eingenommen. Das gilt für alle Kerne, die das Mößbauerspektrum liefern.

Die theoretische Deutung dieses Verhaltens haben Dederich et al. [12] gegeben: Die angeregten Kerne kommen vorwiegend durch sog. Ersetzungsstöße zur Ruhe, bei denen nicht angeregte Kerne aus dem Gitterverband herausgestoßen werden und ihre Plätze den Mößbauerkernen überlassen. Die beschriebenen Resultate werden damit verständlich.

---

[10] P. Hannaford, C.J. Howard, J.W.G. Wignall, Phys. Lett. 19 (1965) 257

[11] Y.K. Lee, E.T. Ritter, R.R. Stevens, Jr., J.C. Walker Tätigkeitsbericht 1966, AEC Contract AT (30-1)-2028

[12] P.H. Dederichs, Chr. Lehmann, H. Wegener Phys. Stat. Sol. 8 (1965) 213

Die experimentellen Voraussetzungen für die systematischen Messungen der Hyperfeinaufspaltung durch Mößbauerversuche nach Coulombanregung von verschiedenen Isotopen sind daher gegeben. Tabelle 2 zeigt einige Ergebnisse. Sie stimmen mit Coulombanregungsdaten gut überein. Ähnliche Messungen sind an den Isotopen von Dy und Er durchgeführt worden.

Tabelle 2 Die aus Mößbauermessungen (M) nach Coulombanregung und aus den B(E2)-Werten ermittelten Quadrupolmomente der Kerne von Ytterbium [6] und Gadolinium [13], bezogen auf die Kerne ^{170}Yb und ^{155}Gd. A bedeutet die Nukleonenzahl.

Target ---	Absorber	$(Q(A)/Q)_M$	$(Q(A)/Q)_{CE}$
^{170}Yb ---	Yb_2O_3	1	
^{172}Yb ---	Yb_2O_3	1,01 (2)	
^{174}Yb ---	Yb_2O_3	1,04 (2)	
^{176}Yb ---	Yb_2O_3	1,045 (20)	
^{156}Gd ---	Gd_2O_3	1,07 (4)	1,045 (20)
^{158}Gd ---	Gd_2O_3	1,15 (3)	1,140 (20)
^{160}Gd ---	Gd_2O_3	1,17 (3)	1,177 (20)
^{160}Gd ---	Gd_2O_3	1,21 (5)	1,177 (20)
^{160}Gd ---	Gd_2O_3	1,15 (3)	1,177 (20)

[13] R.R. Stevens, Jr., J. Eck, E.T. Ritter, Y.K. Lee, J.C. Walker
Tätigkeitsbericht 1966, AEC Contract AT (30-1)-2028

3. Auswahl der Mößbauerkerne und Übersicht über die aus Quellenmessungen bekannten Daten von Wolfram

3.1. Auswahl der Mößbauerkerne

B. Persson, H. Blumberg und D. Agresti [14] haben die g-Faktoren und die Verhältnisse der Quadropolmomente der Wolframisotope ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W aus der Hyperfeinaufspaltung in einem Mößbauerexperiment bestimmt. Die von ihnen ermittelten g-Faktoren von ^{182}W und ^{184}W sind größer als die nach der Methode der gestörten Winkelkorrelationen gemessenen Daten [15], für ^{186}W ist diese deutliche Abweichung nicht vorhanden.

Die Verhältnisse der von B. Persson und Mitarbeitern bestimmten Quadrupolmomente können mit Coulombanregungsdaten verglichen werden [14]. Auch hier ist eine deutliche Diskrepanz der Meßergebnisse zu beobachten.

Obwohl die Meßergebnisse aus dem Mößbauerexperiment zu den genauesten bekannten Daten gehören, enthalten sie jedoch eine Unsicherheit, die von der Verwendung verschiedener Mößbauerquellen herrührt. Für die Messung an ^{182}W wurde eine ^{182}Ta-Quelle benutzt. Da Tantal paramagnetisch ist und kubische Kristallstruktur hat, liefert diese Quelle eine unaufgespaltene Mößbauerlinie. Man mißt für diese Linie eine Halbwertsbreite, die mit der direkten Bestimmung der Lebensdauer des ersten angeregten Niveaus von ^{182}W konsistent ist.

Die Messungen an den Isotopen ^{184}W und ^{186}W wurden mit Re-Quellen durchgeführt. Da Rhenium hexagonale Kristallstruktur hat, ist am Kernort von Wolfram ein elektrischer Feldgradient

---

[14] B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti, Phys. Rev. 170 (1968) 1066

[15] O. Prior, F. Boehm, S.G. Nilsson, Nucl. Phys. A 110 (1968) 257

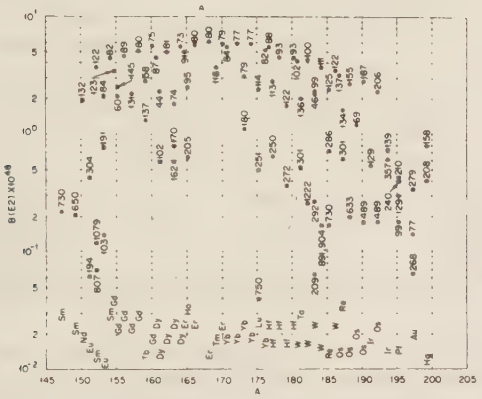
vorhanden, der die Mößbauerlinie infolge der Quadrupolwechselwirkung aufspaltet. In einem Mößbauerexperiment lassen sich die einzelnen Linienkomponenten jedoch nicht auflösen, weil die Linienbreiten zu groß sind. Man mißt daher bei den beiden Kernen für ^{184}W und ^{186}W eine Linie, die etwa um den Faktor 1,6 verbreitert ist. Das entspricht einer Quadrupolwechselwirkung in der Quelle von $(c/E_\gamma)eQV_{zz}$ = (3,0±0,5) mm/s für ^{184}W und (2,8±0,5) mm/s für ^{186}W.

Die Experimente werden ferner dadurch erschwert, daß die Mößbauerquellen eine hohe Untergrundstrahlung aufweisen. Am ungünstigsten sind die experimentellen Bedingungen beim ^{186}W-Kern, dessen Mößbauerniveau durch K-Einfang in ^{186}Re bevölkert wird. ^{186}Re hat eine Halbwertszeit von nur 90^h, und nur 1,5 % der Zerfälle gehen über das Mößbauerniveau von ^{186}W.

Man kann die eben erwähnten Schwierigkeiten bei Quellenmessungen vermeiden, wenn man den Mößbauereffekt nach Coulombanregung mißt: Die Emitter- und Absorberkerne befinden sich in der gleichen Umgebung mit gleichen elektrischen und magnetischen Feldern, wenn zur Messung an den verschiedenen Isotopen gleiche chemische Verbindungen gewählt werden.

Wir haben daher den Mößbauereffekt nach Coulombanregung an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W gemessen. Das Target bestand aus metallischem Wolfram mit dem natürlichen Gemisch der Isotope. Aus den unter 2. beschriebenen Meßergebnissen ist bekannt, daß Strahlenschäden im Target die Mößbauerspektren verändern können. Deshalb haben wir zunächst in einem Experiment als Absorber ebenfalls metallisches Wolfram gewählt und die Meßergebnisse mit einer unter denselben Bedingungen durchgeführten Quellenmessung an ^{182}W verglichen. Zur Messung der Hyperfeinaufspaltung wurde als Absorber, seiner hohen Debye-Temperatur wegen, Wolframcarbid verwendet.

Die Wolframkerne haben für die Durchführung der Mößbauerexperimente nach Coulombanregung gegenüber anderen Kernen eine Reihe von Vorzügen. Fig. 1 zeigt, daß diese Kerne mit großen Wirkungsquerschnitten für Coulombanregung vorwiegend im Bereich der Lanthaniden liegen.

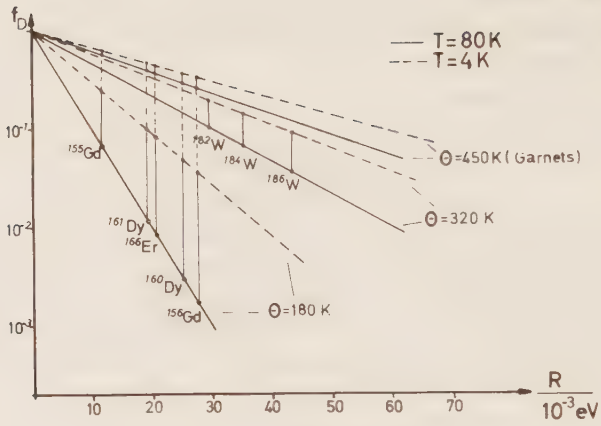


Figur 1 B(E2)-Werte der für Mößbauerexperimente nach Coulombanregung geeigneten Kerne. Die vollen Kreise bedeuten Mößbauerniveaus, die vollen Quadrate bedeuten Niveaus, von denen aus die Mößbauerniveaus bevölkert werden können. Die Zahlen bezeichnen die Lage der Energieniveaus in keV [16] .

Da die Debye-Temperaturen der Lanthaniden nur 180 K und weniger betragen, muß zur Kühlung der Targets und der Absorber flüssiges Helium (ca. 4 K) verwendet werden. Bei Temperaturen des flüssigen Stickstoffs sind die f-Faktoren so klein, daß der Mößbauereffekt nicht mehr beobachtet werden kann (Fig. 2). Dagegen hat

---

[16] F.E. Obenshain,
Hyperfine structure and nuclear radiations, S. 657,
Amsterdam: North-Holland 1968



Figur 2 Die f-Faktoren als Funktion der Rückstoßenergie R der Mößbauerkerne. Die Abbildung zeigt, daß sich f beim Übergang von der Temperatur T=80k nach T=4K für kleine Debey-Temperaturen und große Rückstoßenergien stark vergrößert. Bei hohen Debey-Temperaturen nimmt f nur wenig zu, wie man an den Garnets erkennen kann. Ein Garnet ist eine Verbindung der Formel $Fe_5 M_3 O_{12}$, wobei M ein dreiwertiges Seltenerdion ist [17].

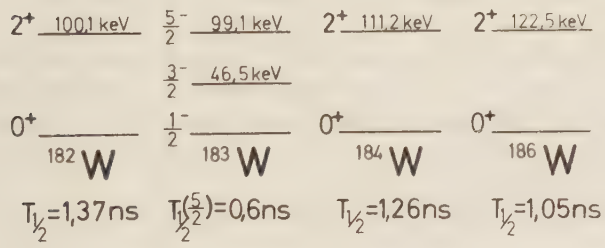
Wolfram eine Debey-Temperatur von 320K, und man sieht aus Fig. 2, daß die f-Faktoren der Wolfram-Isotope bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (ca 80K) einige Prozent

---

[17] L. Néel, R. Panthenet, B. Dreyfus, Prog. low Temp. Physics 4 (1964) 344

betragen, was für Mößbauerexperimente hinreichend groß ist.

Die Energien E(A) der ersten angeregten Niveaus der Wolframkerne ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W differieren nur wenig voneinander; E(182)=100keV, E(184)=111keV und E(186)=122,5keV (Fig. 3),



Figur 3 Anregungsenergien, Drehimpulse, Paritäten und Halbwertszeiten der ersten Niveaus der Wolframisotopenkerne.

Die Häufigkeiten ß(A) der Isotope im natürlichen Wolfram betragen: ß(182)=0,264, ß(183)=0,144, ß(184)=0,306, ß(186)=0,284.

und die f-Faktoren der Wolframisotope unterscheiden sich deshalb nicht beträchtlich voneinander (Fig. 2 und Fig 3).

Da das natürliche Wolfram diese Isotope zu etwa gleichen Anteilen enthält, sind die aus den Mößbauerspektren von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W ermittelten Daten bei gleicher Meßzeit mit statistischen Fehlern von dergleichen Größenordnung behaftet. Wir haben deshalb die Mößbauerspektren dieser Kerne simultan und unter identischen experimentellen Bedingungen registriert. Eventuelle Fehlerquellen müssen sich dann in gleicher Weise auf die einzelnen Spektren auswirken.

3.2. Quellenmessungen an den Wolframisotopen.

Beim Aufbau der Messapparatur und bei der Durchführung der Mößbauerexperimente kann man sich nach den vorhandenen Quellenmessungen an den Wolframisotopen orientieren. In der Tabelle 3 sind einige Ergebnisse zusammengestellt. Für die Debye-Temperatur von metallischem Wolfram wurde Θ=320K ermittelt.

Aus den Geschwindigkeitsspektren von ^{182}W wurde eine Linienbreite v_{Γ_o} bestimmt, die mit den Messungen von ^{182}W nach anderen Methoden [24] konsistent sind. Einer Breite von v_{Γ_o}=1,995 mm/s entspricht eine Halbwertszeit von $T_{1/2}$=1,37 ns. Diese Werte werden nach der Formel

(1) $$v_{\Gamma_o}=c2\Gamma/E_\gamma$$

und der Energie-Zeitunschärfe-Relation

(2) $$\Gamma_o\tau=h/2\pi$$

ineinander umgerechnet. τ ist die Lebensdauer des angeregten Zustands und $T_{1/2}=\tau\cdot\ln 2$ die entsprechende Halbwertszeit. Γ_o ist die Niveaubreite, E_γ die Anregungsenergie. D. Agresti und Mitarbeiter [21] haben eine geringe Linienverbreiterung gemessen, die vermutlich von Vibrationen der Apparatur herrührt. Die Linienverbreiterungen in den ^{184}W- und ^{186}W-Messungen folgen aus einer Quadrupolaufspaltung in den Quellen (vergl.S.12).

Die größte Quadrupolaufspaltung wurde bisher mit WS_2-Absorbern gemessen. Wegen der großen Linienbreite der ersten angeregten

---

[24] A.H. Muir, Jr., K.J. Ando, H.M. Coogan
Mößbauer Effect Data Index 1958-1965 London 1966

Quelle - Absorber	v_{r_o} mm/s	Δv_Q mm/s	Q(A)/Q(182)	θ/K	Zitat
^{182}Ta --- W	2,02 (20)			313 (8)	[18]
^{182}Ta --- W	2,10			320	[19]
^{182}Ta --- W	2,10			319	[20]
^{182}Ta --- WO_3		-8,34(5)			[21]
^{182}Ta --- W-Fe	2,30 (6)				[21]
^{182}Ta --- WS_2		10,04 (6)			[21]
^{182}Ta --- WS_2					
^{184}Re --- WS_2			0,936 (15) 0,920 (21)		[14]
^{186}Re --- WS_2			0,882 (12) 0,864 (19)		[14]
^{184}Re --- WO_3			0,980 (22) 0,977 (53)		[14]
^{186}Re --- WO_3			0,870 (41) 0,880 (73)		[14]
^{186}Re --- WS_2			0,855 (12)		[22]
^{186}Re --- WO_3			0,870 (25)		[22]
^{182}Ta --- WS_2		11,0			[23]
^{182}Ta --- WC		7,0			[23]

Tabelle 3 Übersicht über die aus Quellenmessungen bekannten Daten von Wolfram. v_{Γ_0} ist die korrigierte Linienbreite $\Delta v_Q = ceQV_{zz}/E_\gamma$ die Quadrupolaufspaltung, wobei c die Lichtgeschwindigkeit, e die Elektronenladung, Q das Quadrupolmoment des Kerns, V_{zz} der elektrische Feldgradient und E_γ die γ-Energie bedeuten. Θ ist die Debye-Temperatur von metallischem Wolfram.

Niveaus der Wolframisotope werden die einzelnen Komponenten dieser Aufspaltung jedoch nicht aufgelöst. Fig. 4 zeigt typische Spektren von einem WS_2- und einem WC-Absorber.

Für Messungen mit WS_2-Absorbern ist zur Kühlung flüssiges Helium notwendig, dagegen ist die Debye-Temperatur von Wolframcarbid so groß, daß der Mößbauereffekt mit WC-Absorbern auch bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs gemessen werden kann.

Die Wertepaare für die Verhältnisse der Qudrupolmomente in Tab. 3 kommen durch verschiedene Auswerteverfahren derselben Messungen zustande. Bei den ersten Werten wurden die Meßpunkte an eine Summe von drei Lorentzkurven mit den Amplitudenverhältnissen 2:2:1 angepaßt, die man für einen Feldgradienten

---

[18] E. Kankeleit, Z. Phys. 164 (1961) 442

[19] O.I. Sumbaev, A.I. Smirnov, V.S. Zykov
Soviet Phys. JETP 15 (1962) 82

[20] N.Shikazono, H. Takekoshi, T. Shoji, J. Phys.Soc.Jap 20 (1965) 271

[21] D. Agresti, E. Kankeleit, B. Persson.
Phys. Rev. 155 (1967) 1342

[22] B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti.
Phys. Lett. 24 (1967) B522

[23] E.A. Phillips, L. Grodzins. Bull.Am.Soc 7 (1962) 359

E.A. PHILLIPS and L. GRODZINS

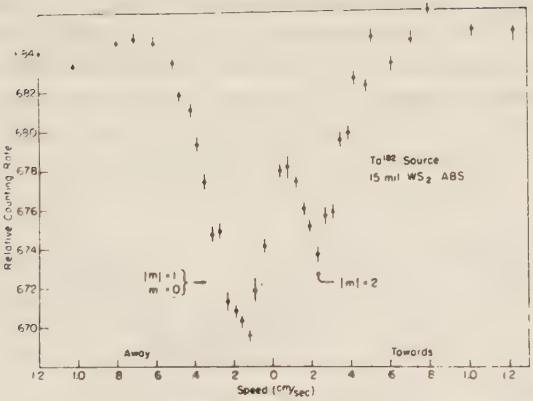


Fig. 3. Tungsten disulfide (powder) absorber.

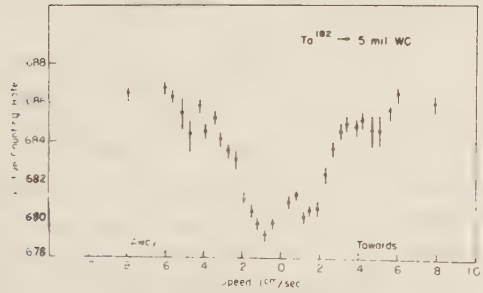
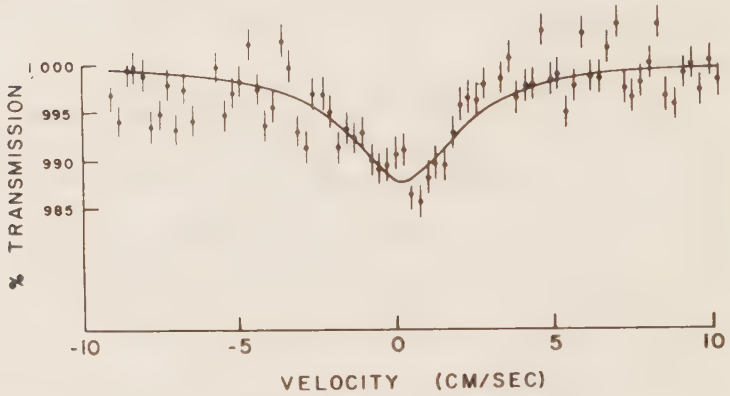


Fig. 4. Tungsten carbide (powder) absorber

Figur 4 Quellenmessungen von ^{182}W mit einem WS_2- und einem WC-Absorber. Die Spektren zeigen eine Quadrupolaufspaltung, die einzelnen Komponenten dieser Aufspaltung werden jedoch nicht aufgelöst [23] .

mit hexagonaler Symmetrie und mit den Übergangswahrscheinlichkeiten der E2-Strahlung berechnen kann. Bei den zweiten Werten wurden die Amplitudenverhältnisse aus der Anpassung mitbestimmt. Die Abweichung der beiden Werte liegt stets innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Messung des Mößbaereffekts nach Coulombanregung an ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W kann mit einem ähnlichen Experiment verglichen werden, in dem der Mößbaereffekt nach Coulombanregung an ^{183}W untersucht wurde [7] . Fig. 5 zeigt das mit einem



Figur 5 Messung des Mößbaereffekts nach Coulombanregung am 46 keV-Niveau von ^{183}W mit einem metallischen Wolframabsorber [7] . Die Linienbreite stimmt mit den Quellenmessungen von Agresti und Mitarbeitern überein [21] .

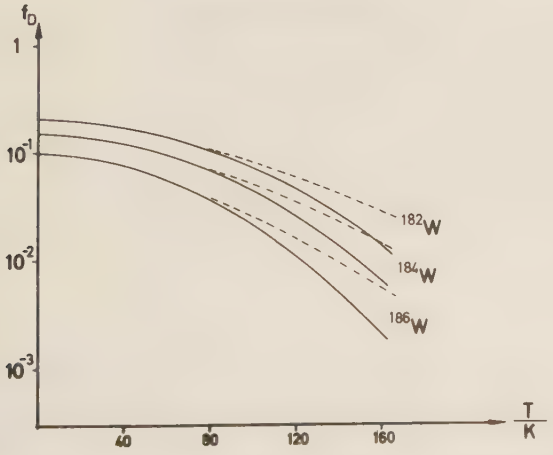
metallischen Absorber aufgenommene Geschwindigkeitsspektrum. Ein Nachteil der Messung an ^{183}W ist die kleine Anregungswahrscheinlichkeit für das 46 keV-Niveau und die hohe Untergrundstrahlung, die von der K-Strahlung von Wolfram (E_K=66 keV) und der Compton-Strahlung von den γ-Übergängen der anderen Wolframkerne herrührt. Ein Vorteil ist der große f-Faktor, der etwa 6 mal so groß ist wie für ^{182}W.

Da Wolfram eine hohe Debye-Temperatur hat, ändert sich der f-Faktor schon bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs nur wenig mit der Temperatur (Fig. 6). Die Messungen sind daher nicht sehr empfindlich gegen eine geringe Erwärmung des Targets. Die gestrichelten Kurven in Fig. 6 zeigen die Abhängigkeit der f-Faktoren von der Temperatur, berechnet für Θ=320 K aus Formel (3), die aus dem Debye-Modell des Festkörpers folgt:

$$(3) \qquad f(T) = \exp\{-\frac{3R}{2k\Theta}(1+4\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2 \int_0^{\Theta/T} \frac{x}{e^x-1}\,dx)\}$$

Für $\Theta/T=\infty$ hat das Integral den Wert $\pi^2/6$, und dann ergeben sich die durchgezogenen Kurven aus:

$$(4) \qquad f(T\ll\Theta) = \exp\{-\frac{3R}{2k\Theta}(1+\frac{2\pi^2}{3}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2)\}.$$



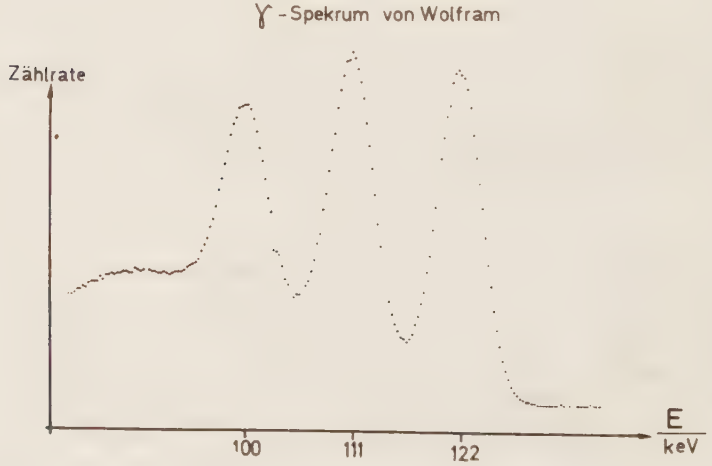
Figur 6 Die f-Faktoren von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W. Die gestrichelten Kurven sind nach dem Debye-Modell des Festköpers berechnet, die durchgezogenen Kurven sind Näherungen, die für kleine Temperaturen in bezug auf die Debye-Temperaturen gelten.

4. Durchführung der Experimente

4.1. Anregung der Mößbauerniveaus

Die Mößbauerniveaus der Wolframisotope wurden mit dem 3,8-MeV-He^+-Strahl eines Van de Graaff-Generators angeregt. Der Strom am Target betrug etwa 1 µA. Um die Fotolinie der um etwa 10keV auseinanderliegenden Übergangs-γ-Strahlung aufzulösen, benutzten wir einen Ge(Li)-Detektor mit einem Nachweisvolumen von 26 cm^3. Auf diese Weise war es möglich, die Mößbauerspektren der Wolframisotope ^{182}W und ^{186}W gleichzeitig zu messen.

Figur 7 zeigt das γ-Spektrum der Wolframisotope.



Figur 7 Das γ-Spektrum der Wolframisotope, aufgenommen mit einem Ge(Li)-Detektor. Die Wolframkerne wurden mit einem 3,8-MeV-He^+-Strahl angeregt.

Die Linie von ^{182}W enthält auch γ-Quanten von ^{183}W, deren Energie bei E_γ=99 keV liegt und die von den 100 keV-Quanten von ^{182}W nicht getrennt nachgewiesen werden können. Den Anteil der 99 keV-Quanten kann man aus den B(E2)-Werten nach [25] und den Isotopenhäufigkeiten von ^{183}W und ^{182}W abschätzen. Berücksichtigt man ferner, daß der ^{183}W-Kern auch über das 46 keV-Niveau in den Grundzustand übergehen kann (das Verzweigungsverhältnis ist etwa 1:1), dann erhält man ein Zählratenverhältnis der 99 keV-Quanten zu den 100 keV-Quanten von etwa 0,16. Aufgrund folgender Überlegung wird gezeigt, daß der Mößbaureffekt an ^{183}W in unserem Experiment nicht berücksichtigt zu werden braucht. Für dünne Absorber ist die relative Zählrate als Funktion der Dopplergeschwindigkeit v in einem Transmissionsexperiment gegeben durch

$$(5) \qquad \frac{Z(v)-Z(\infty)}{Z(\infty)} = -\frac{ndff'\sigma_0\beta}{2}\,\frac{1}{1+(v/v_{\Gamma_0})^2}$$

Dabei bedeuten n die Teilchenzahldichte der Mößbauerkerne, d die Absorberdicke, f und f' die f-Faktoren des Targets und des Absorbers, σ_0 der maximale Absorptionsquerschnitt, β die Isotopenhäufigkeit und v_{Γ_0} die Breite der Mößbauerkurve. Da die f-Faktoren für ^{182}W und ^{183}W wegen des geringen Energieunterschiedes der γ-Quanten von ^{182}W und ^{183}W ungefähr gleich sind, folgt aus Gl.(5) für das Amplitudenverhältnis der beiden Lorentzkurven mit den Werten σ_0 und β aus [24] :

$$(6) \qquad A_1(183)/A_1(182)=0,15$$

Mit dem vorher berechneten Anteil der 99 keV-Quanten unter der ^{182}W-γ-Linie ergibt sich in unserem Experiment das Amplitudenverhältnis der Spektren:

$$(7) \qquad A(183)/A(182)=0,024.$$

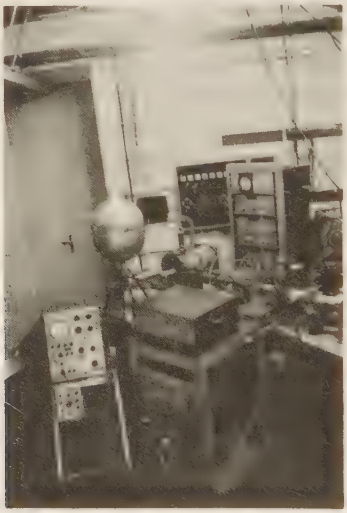
Dieser Wert liegt außerhalb unserer Meßgenauigkeit.

---

[25] K. Adler, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther
Rev.Mod.Phys. 28 (1956) 432

4.2. Die Meßanordnung und Testmessungen

In Fig. 8 ist die gesamte Meßapparatur abgebildet. Man sieht den Ge(Li)-Detektor, die Targetkammer, die den Mößbauerantrieb und den Kryostaten enthält, einen Teil des Laufrohres vom Beschleuniger und einen Teil der verwendeten elektronischen Geräte.

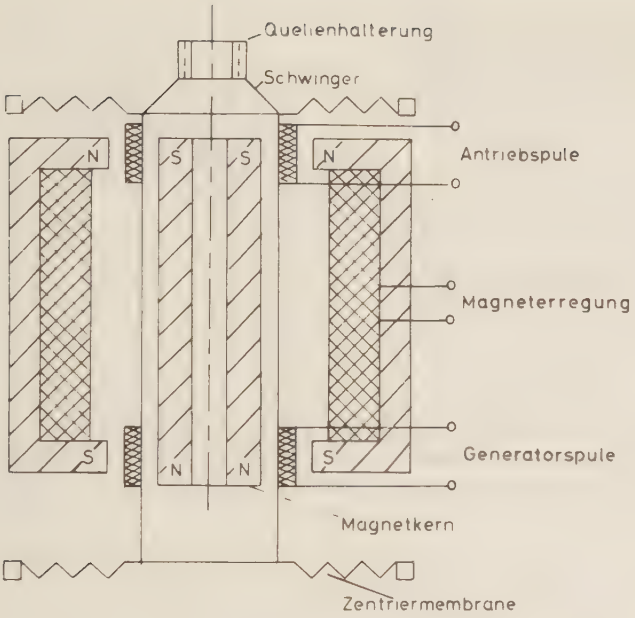


Figur 8 Gesamtansicht der Mößbauerapparatur

Der Antrieb ist ein kommerzielles Gerät der Fa. Frieseke & Höpfner, er ist im Detail in [26] beschrieben: Der Antrieb besteht im wesentlichen aus zwei Lautsprechersystemen. Ein dünnwandiges Aluminiumrohr verbindet die beiden Schwingspulen und trägt am einen Ende die Quelle oder den Absorber. An die Antriebsspule wird eine dreiecksförmige Wechselspanne der Frequenz 50 Hz gelegt. Durch die Bewegung des Schwingers wird

---

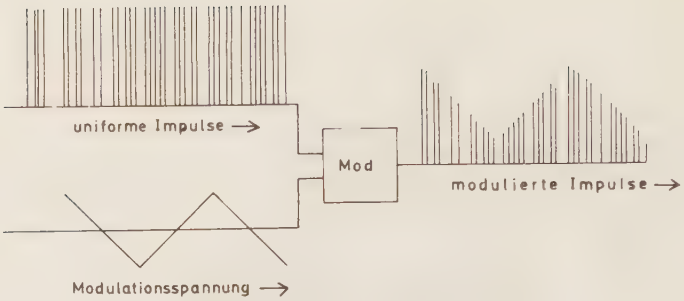
[26] H. Faatz, Mitteilungsblätter Strahlungsmeßgeräte, Heft 14 (1965) 10 Frieseke & Höpfner



Figur 9 Das Antriebssystem der Mößbauerapparatur [26]. Die Antriebsspule und die Generatorspule sind durch ein dünnwandiges Aluminiumrohr miteinander verbunden.

eine geschwindigkeitsproportionale Spannung induziert, die mit der Antriebspannung verglichen wird (Fig. 9). Auf diese Weise erreicht man, daß der Schwinger auch bei größerer Belastung einen linearen Geschwindigkeitsverlauf hat. Die Abweichung von der Linearität beträgt weniger als 10^{-2} der maximalen Geschwindigkeit.

Auf den Modulator werden Normimpulse und die an der Generatorspule (Fig. 9) induzierte Dreiecksspannung gegeben, die



Figur 10 Die Funktion des Modulators: Normimpulse werden im Modulator mit einer Dreiecksfunktion amplitudenmoduliert, und zu jedem Impuls wird eine konstante Spannung addiert.

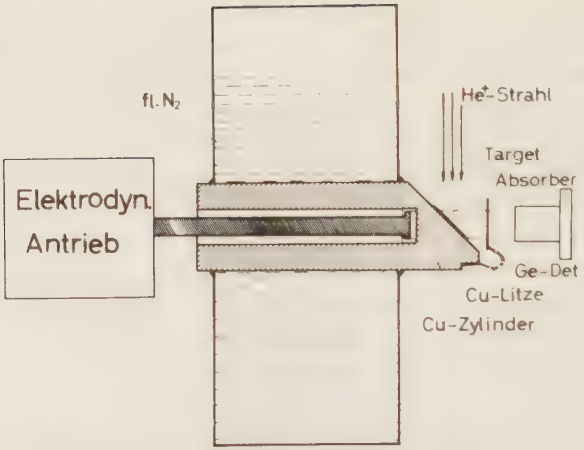
Figur 11 Die modulierten Impulse sind auf einem Oszillografenschirm dargestellt. Auf den Eingang des Modulators sind äquidistante Impulse mit einem Abstand von t=2,5 ms gegeben worden.

proportional zur Geschwindigkeit des Schwingers ist .Am Ausgang des Modulators erscheinen die mit dieser Dreiecksfunktion modulierten Impulse (Figur 10). Die Höhe eines Impulses ist danm proportional zu der Geschwindigkeit, die der Schwinger hatte, als der Normimpuls auf den Modulator gelangte. Ordnet man jedem Mößbauerquant einen Normimpuls zu,dann kann am Ausgang des Modulators direkt das Geschwindigkeitsspektrum in einem Vielkanalanalysator (VKA) registriert werden. Da bei manchen Vielkanalanalysatoren die Höhen der registrierten Impulse im unteren Bereich nicht proportional zu den Kanalnummern sind, werden zu den modulierten Impulsen konstante Spannungen addiert, d. h. die Spektren werden nach oben verschoben.

Fig. 11 zeigt die amplituden modulierten Impulse auf einem Oszillografenschirm, wobei auf den Eingang des Modulators äquidistante Normimpulse mit einem Abstand von t=2,5 ms gegeben wurden.

Wesentlich für die geplanten Experimente ist eine gute Kühlung des Targets und des Absorbers. Der Kryostat ist in Fig. 12 gezeichnet: auf der abgeschrägten Vorderseite des Cu-Zylinders wurde das Target, ein 0,3 mm dickes Wolframblech,mit Hilfe eines Messingringes fest aufgeschraubt. Um einen guten Wärmekontakt zu erreichen, wurden die Berührflächen gut poliert und mit Leitsilber bestrichen. Obwohl Wolfram die Wärme relativ schlecht leitet, ist es günstig, ein dickes Target zu wählen, da es dann fest auf seiner ganzen Fläche gegen die Cu-Unterlage gepreßt werden kann. Denn aus eigener und anderer Experimentatoren Erfahrung nimmt die Temperatur des Targets bei schlechten Kontakten stark zu. Die Folge ist eine Abnahme des f-Faktors. In unserem Experiment wurde auch bei Strömen von I=4μA und einer Beschleunigungsspannung von U=3,8 MV keine Temperaturerhöhung mit einem Cu-Konstantan-Thermoelement am Target gemessen.

Nach einer Meßzeit von ca. 70 Stunden bildeten sich auf der Targetoberfläche "Bläschen", Fig. 13, die allmählich größer



Figur 12 Der Mößbauerantrieb mit dem Kryostaten. Das Wolframtarget wurde mit einem Messingring auf das abgeschrägte Ende des Kupferzylinders geschraubt. Der im Bild sichtbare Teil der Apparatur war starr in einem Vakuumbehälter eingebaut.

wurden und schließlich platzten. Die Ursache dieser Erscheinung könnte mit der in [27] beschriebenen Beobachtung zusammenhängen: bestrahlt man Wolfram mit Neutronen, so bilden sich in dem Metall, von der Vorbehandlung des Materials abhängig, "Höhlen" (voids). Es ist plausibel, daß im Target an diesen Stellen die Wärme nicht mehr so gut abgeführt wird, und es bildet sich am Rande dieser "Höhlen" ein Temperaturgefälle aus. Infolge mechanischer Spannungen blättert dann die

---

[27] M.J. Attardo, J.M. Galligan, J. Appl. Phys. 38 (1967) 418

obere Schicht des Targets allmählich ab.

Sobald sich die "Bläschen" auf dem Target gebildet hatten, wurde das Experiment unterbrochen und dann mit einem neuen Target fortgesetzt.

Durch eine Bohrung im Cu-Zylinder, Fig. 12, läuft vom elektrodynamischen Antrieb bis ca. 1,5 cm unterhalb des Targets ein Plexiglasstab. Am Ende der Bohrung gehen zwei Schlitze seitlich nach außen. Ein Plexiglasrähmchen, Fig. 14, auf dessen Vorderseite der Absorber befestigt ist, kann dadurch mit dem schwingenden Stab verschraubt werden. Mit Hilfe zweier Cu-Litzen wird der Absorber auf der Temperatur des gekühlten Cu-Zylinders gehalten.

Der beschriebene Teil der Apparatur befindet sich in einem evakuierten Behälter, Fig. 8, der mit einem Plexiglasflansch abgeschlossen ist und die Beobachtung des Targets ermöglicht, Fig. 13.

Um den Strom am Target messen zu können, ist das Reservoir mit dem flüssigen Stickstoff elektrisch isoliert aufgebaut.

Figur 13 Das Target und der Absorber konnten während der Messung durch einen Plexiglasflansch beobachtet werden. Im Vordergrund sieht man den Ge(Li)-Detektor.

Die Linienbreiten werden in einem Mößbauerexperiment zu groß gemessen, wenn das Target und der Absorber unkontrolliert vibrieren. Die Vibrationen können von einer zu starken Belastung des Schwingers, kochendem Stickstoff, den Vakuumpumpen und dem Beschleuniger herrühren. Bei einem möglichst starren Aufbau aller Teile des Gerätes wirken sich diese Fehlerquellen nicht so stark aus.

Das Vibrationsverhalten der Apparatur wird am besten in einem Mößbauerexperiment mit einer ^{57}Co-Quelle und einem Fe-Absorber geprüft. Die Spektren wurden in einem möglichst vibrationsfreien Aufbau registriert und mit den Spektren verglichen, die mit dem geplanten Versuchsaufbau gemessen wurden. Wir konnten die Stärke der Vibrationen genau am Ausgang des Leistungsverstärkers, der den Schwinger antreibt, beobachten.

Die Linien des Spektrums wurden höchstens um

$$v=\pm 0{,}1 \text{ mm/s} \quad \text{bei } v_{max}= 12 \text{ mm/s} \quad \text{und um}$$
$$v=\pm 0{,}15 \text{ mm/s} \quad \text{bei } v_{max}= 18 \text{ mm/s}$$

gegeneinander verschoben.

Wir wollen nun betrachten, wie sich die in einem ^{57}Fe-Experiment untersuchten Vibrationen in einem Wolframexperiment auswirken. Die radioaktive Quelle bewege sich infolge von Vibrationen der Apparatur mit der Geschwindigkeit v gegen den Absorber. Die Mößbauerlinien der Quelle und des Absorbers werden dann wegen des Dopplereffektes um $E_\gamma v/c$ gegeneinander verschoben. Es ist sinnvoll diese Verschiebung mit der Breite der Mößbauerlinie zu vergleichen und als Maß für die Vibrationsempfindlichkeit eines Mößbauerexperiments die Größe

$$\varepsilon = E_\gamma / \Gamma_o \tag{5}$$

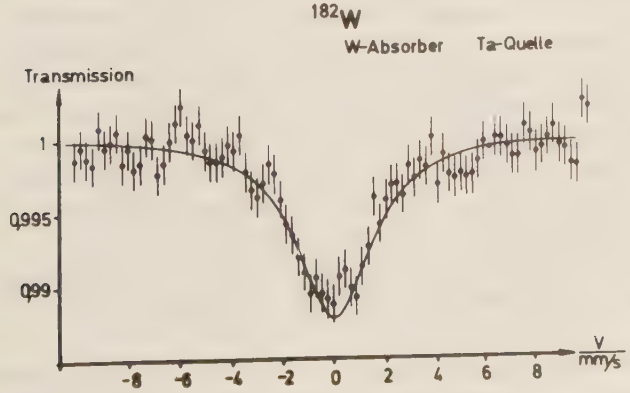
einzuführen, wobei E_γ die Energie der γ-Quanten und Γ_o die Breite des Mößbauerniveaus bedeuten.

Für ^{57}Fe ist $\varepsilon = 3 \cdot 10^{+12}$ und
für ^{182}W ist $\varepsilon = 3 \cdot 10^{+11}$

In diesem Maß wirken sich Vibrationen in einem ^{57}Fe-Experiment um den Faktor 10 stärker aus als in einem ^{182}W-Experiment. Nach den Untersuchungen an ^{57}Fe haben wir mit unserer Apparatur in den Mößbauerexperimenten an den Wolframisotopen Linienverbreiterungen von weniger als 1 % zu erwarten, und das liegt außerhalb unserer Maßgenauigkeit.

4.3. Versuche mit radioaktiven Quellen

Mit der Apparatur wurden Testmessungen an ^{182}W mit einer ^{182}Ta-Quelle und einem d=0,1 mm dicken Absorber aus metallischem Wolfram durchgeführt. Die experimentellen Bedingungen wurden für die Mößbauerversuche nach Coulombanregung nicht geändert, so daß die aus beiden Versuchsserien ermittelten Daten miteinander verglichen werden können. Die Quelle und der Absorber hatten die Temperatur des flüssigen Stickstoffs, T=77K.



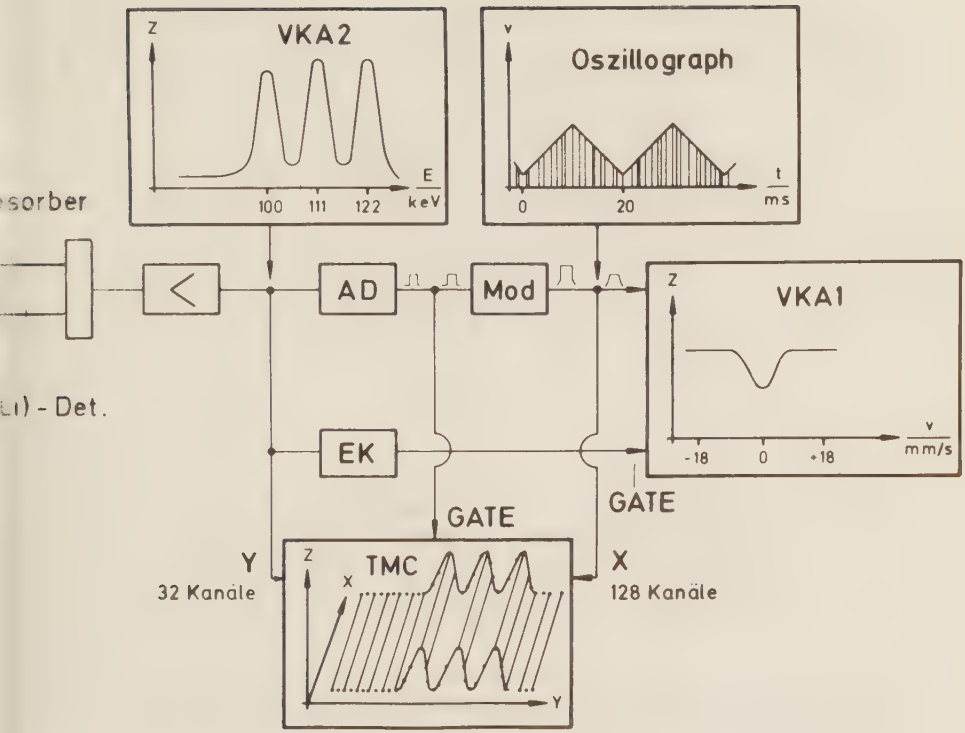
Figur 14 Das Mößbauerspektrum, gemessen mit einer ^{182}Ta-Quelle und einem d=0,1 mm dicken Absorber aus metallischem Wolfram. Die Kurve ist eine angepaßte Lorentzkurve.

Fig. 14 zeigt das gemessene Spektrum. Die Kurve ist eine Lorentzkurve, die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßpunkte angepaßt wurde. Aus der Breite der Lorentzkurve wurde die doppelte natürliche Linienbreite zu v_{Γ_o}=2,06 mm/s ermittelt, entsprechend einer Halbwertszeit des ersten angeregten Niveaus von ^{182}W von $T_{1/2}$=1,32 ns. Dieser Wert stimmt gut mit anderen Messungen überein (vergl. Tab. 3 auf S.17).

4.4. Messung des Mößbaereffektes nach Coulombanregung

Das Blockschaltbild der elektronischen Meßapparatur zeigt Fig. 15. Zur Messung der Mößbauerspektren wurden die Impulse des Ge(Li)-Detektors verstärkt, in einem Amplitudendiskriminator (AD) bewertet, und im Modulator der Mößbauerapparatur mit einer linearen Geschwindigkeitsfunktion amplitudenmoduliert und auf einen Vielkanalanalysator (VKA1) gegeben. Die Geschwindigkeitsspektren wurden in Koinzidenz mit den γ-Quanten unter der ^{182}W-Fotolinie gemessen. Das so aufgenommene Mößbauerspektrum von ^{182}W diente als Kontrollmessung für die eigentlichen Messungen, die mit einem zweiparametrigen VKA auf folgende Weise durchgeführt wurde: auf einer Achse mit 32 Kanälen wurde das γ - Spektrum der Wolframisotope registriert, auf der anderen Achse mit 128 Kanälen die Geschwindigkeitsspektren. Für jeden Kanal der Achse erhielten wir so ein Geschwindigkeitsspektrum. Fig. 16 zeigt die Messungen auf dem Oszillografenschirm des zweiparametrigen VKA. Man sieht die drei Wolframlinien, die Geraden sind Geschwindigkeitsspektren. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von T=70K durchgeführt. Sie wurde erreicht, indem der Dampfdruck im Kryostaten mit Hilfe einer Vorpumpe verringert wurde.

Die Meßzeit mit einem metallischen Wolframabsorber der Dicke 0,1 mm betrug 133 Stunden. Mit einem Wolframcarbidabsorber der Dicke 0,18 mm des natürlichen Wolframs haben wir 203 Stunden gemessen.



Figur 15 Das Blockschaltbild der elektronischen Meßapparatur. Die Impulse des Ge(Li)-Detektors wurden im Amplitudendiskriminator (AD)bewertet, im Modulator amplitudenmoduliert und auf einen Vielkanalanalysator (VKA1) gegeben. Die Spektren im VKA1 wurden in Koinzidenz mit den γ-Quanten unter der ^{182}W-Fotolinie gemessen. Auf einer Achse des zweiparametrigen VKA wurde das γ-Spektrum der Wolframisotope registriert, auf der anderen Achse die Geschwindigkeitsspektren.

Figur 16 Die Messungen auf dem Oszillografenschirm des zweiparametrigen VKA. Man sieht die drei γ-Linien der Wolframisotope, die Geraden sind die Geschwindigkeitsspektren.

In regelmäßigen Abständen wurden auf den Modulator äquidistante, mit der Modulationsspannung synchronisierte Impulse gegeben (Fig.11). Fielen die modulierten Impulse jeweils in denselben Kanal des zweiparametrigen VKA, so war das ein Zeichen dafür, daß die elektronische Apparatur während der Messung stabil war. Die Mößbauerspektren zwischen zwei solchen Eichmessungen wurden dann ausgewertet.

Am Ende einer Meßserie mit demselben Absorber wurden erst alle Geschwindigkeitsspektren addiert und dann die unter den einzelnen Wolfram-γ-Linien aufsummiert. Die so registrieten Mößbauerspektren der drei Wolframisotope ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W haben wir normiert. Dazu wurde eine Messung bei der Temperatur T=200 K durchgeführt, bei der der Mößbauereffekt nicht mehr zu beobachten war. Die Mößbauerspektren haben wir dann durch die Geschwindigkeitsspektren der nicht resonant

absorbierten γ- Quanten Kanal für Kanal dividiert. Die Figuren 19 und 20 stellen die auf diese Weise erhaltenen Mößbauerspektren dar.

5. Die Auswertung der Experimente

5.1 Allgemeine Betrachtungen zur Auswertung

Die Mößbauerspektren haben nur dann die Gestalt von Lorentzkurven, Gl. (5), mit der doppelten natürlichen Linienbreite v_{Γ_0}, wenn die Quelle und der Absorber "dünn" sind. Für "dicke" Quellen und Absorber mißt man breitere Kurven, die auch keine Lorentzkurven mehr sind. W.M. Visscher [28] hat gezeigt, daß diese Kurven auch durch Lorentzkurven angenähert werden können, aus deren Breiten v_Γ man die natürlichen Breiten v_{Γ_0} berechnen kann.

Um die quantitative Betrachtung über die allgemeine Linienform der Mößbauerspektren zu vereinfachen, schätzen wir zunächst ab, daß wir das Target in unserem Experiment als eine "dünne" Quelle betrachten dürfen. Die Quellendicke d ist dabei die Dicke der Targetschicht, in der die Wolframkerne angeregt werden. Man kann d näherungsweise leicht berechnen: Der Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung hängt stark von der Energie der anregenden Teilchen ab. Nach [25] erhält man das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für α-Teilchen der Energien E_α = 2 MeV und E_α = 3,8 MeV von

$$\sigma(2)/\sigma(3,8) = 0,05 \qquad (6)$$

Der Bruchteil 0,95 aller γ=Quanten kommt also aus einem Bereich d der Targetoberfläche, in dem die γ=Teilchen von der Energie 3,8 MeV auf 2 MeV abgebremst werden. Nach der Bragg-Kleemann-Regel läßt sich die Dicke d aus den tabellierten Reichweiten, z.B. von Blei , annähernd bestimmen:

---

[28] W.M. Visscher, unveröffentlichte Mitteilung

[29] W.A. Aron
The passage of charged particels through matter
(Thesis) UCRL-1325, Univ. of California, Berkeley(1951)

Ist R_1 eine bekannte Reichweite für α-Teilchen in einem Element der Dichte ρ_1 und der Nukleonenzahl A_1, so ist die Reichweite R_2 der α-Teilchen in einem Element der Dichte ρ_2 und der Nukleonenzahl A_2:

$$R_2 = R_1 \frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{A_2}{A_1}} \qquad (7)$$

Aus den Reichweitedaten von Blei [29] erhält man für Wolfram die Schichtdicke, in der die Kerne beim Beschuß von 3,8 MeV-α-Teilchen coulombangeregt werden, zu d = 1,4 µm. Mit den f-Faktoren für die Wolframisotope (vergl. Tab. 4), den maximalen Resonanzquerschnitten σ_o und den Isotopenhäufigkeiten β [24] erhält man die "effektive" Absorberdicke $t = n\sigma_o \beta f d$, für ^{182}W t = 0,07. Die Werte für ^{184}W und ^{186}W sind kleiner, da die f-Faktoren dieser Isotope kleiner sind. Nach einer Arbeit von S. Margulies und J.R. Ehrmann [30] verursacht eine "effektive" Absorberdicke von t = 0,07 eine Linienverbreiterung von weniger als 2 %. Mit dem gemessenen f-Faktor (vergl. Tab. 7) des Targets erhält man eine Verbreiterung von weniger als 1 %, die wir vernachläßigen können.

Die Mößbauerlinie hat die Lorentzform mit der natürlichen Linienbreite Γ_o, und die Emissionslinie des Targets wird beschrieben durch

$$W(E_\gamma) = f(T)\frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_o}{(E_\gamma - E_o)^2 + (\Gamma_o/2)^2} \qquad (8)$$

,wobei

$$\int W(E_\gamma)\,dE_\gamma = f(T) \quad \text{ist.}$$

---

[30] S. Margulies, J.R. Ehrmann,
Nucl. Instr. & Meth. 12 (1961)131

Den Absorptionsquerschnitt $\sigma(E)$ der Absorberatome für die γ-Strahlung kann man in einen nahezu energieunabhängigen Anteil $\bar{\sigma}$ und einen stark energieabhängigen Resonanzquerschnitt $\sigma_r(E)$ zerlegen:

$$\sigma(E) = \bar{\sigma} + \sigma_r(E) \quad . \tag{9}$$

$\bar{\sigma}$ berücksichtigt die Absorption durch Fotoeffekt, Streuung und solche Absorptionsprozesse, bei denen das Gitter angeregt wird. $\sigma_r(E)$ beschreibt diejenigen Absorptionsprozesse, bei denen die Kerne,nicht aber Gitterschwingungen angeregt werden, und das ist der zeitumgekehrte Vorgang zu den von Gl. (8) beschriebenen Emissionsprozessen. Die Theorie liefert den Ausdruck

$$\sigma_r(E,v) = \beta f'(T)\sigma_o \frac{(\Gamma_o/2)^2}{(E-E_o(1+v/c))^2 + (\Gamma_o/2)^2} \tag{10}$$

$$\sigma_o = \frac{2\pi}{k^2} \frac{1}{1+\alpha} \frac{2j_a+1}{2j_g+1} \quad .$$

f' ist der f-Faktor des Absorbers, k die Wellenzahl, α der Konversionskoeffizient, j_a und j_g sind die Spins des angeregten Zustands und des Grundzustands. v ist die Geschwindidkeit, mit der der Absorber gegen die Quelle bewegt wird.

Um die Zählrate Z(v) in einem Transmissionsexperiment angeben zu können, brauchen wir die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein γ-Quant den Absorber durchdringt:

$$D(E,v) = \exp\{-dn\sigma(E,v)\} \quad . \tag{11}$$

Es gilt:

$$Z(v) = (1-f)\exp\{-dn\bar{\sigma}\} + \int W(E_\gamma)D(E_\gamma,v)dE_\gamma \quad . \tag{12}$$

Der erste Term berücksichtigt die γ-Quanten, für welche die Resonanzbedingung verletzt ist. Der zweite Term beschreibt die Zählrate der im Target "rückstoßfrei" emittierten γ-Quanten, die die Absorberkerne zur Fluoreszenz anregen können. Gibt man dem Absorber eine hinreichend große Geschwindigkeit v (für ^{57}Fe z.B. v>1mm/s), so wird die Resonanzbedingung auch für die "rückstoßfrei" emittierten γ-Quanten infolge des Dopplereffektes verletzt, und es wird deshalb $\sigma_r(E,v) = o$. Aus (12) folgt dann

$$Z(\infty) = \exp\{-dn\bar{\sigma}\} \quad . \tag{13}$$

In einem Experiment mißt man die Transmission

$$\frac{Z(v)}{Z(\infty)} = 1-f+\int W(E_\gamma)\exp\{-dn\sigma_r(E_\gamma,v)\}dE_\gamma \tag{14}$$

in Abhängigkeit von v.

Für "dünne" Absorber kann man die Exponentialfunktion in Gl. (14) nach dem 2. Glied abbrechen, das Integral läßt sich dann geschlossen auswerten, und man erhält für das Mößbauerspektrum die Lorentzkurve Gl. (5). W.M. Visscher [28] hat gezeigt, daß man in guter Näherung auch für dicke Absorber die Gl. (14) durch eine Lorentzkurve annähern kann. Aus den Breiten v_Γ dieser Lorentzkurven würden die Niveaubreiten Γ folgen, die natürlichen Breiten Γ_o berechnen wir daraus nach einer Arbeit von D.A. Shirley und Mitarbeitern [31] .

---

[31] D.A. Shirley, M. Kaplan, P. Axel, Phys.Rev. 123(1961)816

Danach ist

(15) $$\Gamma = 2\Gamma_0 h(t) \qquad \text{mit}$$

(16) $$h(t) = 1 + 0{,}135t \quad \text{für} \quad 0 \leq t \leq 5 \qquad \text{und}$$

(16a) $$h(t) = 1 + 0{,}145t - 0{,}0025t^2 \quad \text{für} \quad 4 \leq t \leq 10,$$

wobei $t = n\sigma_0 \beta f d$ die effektive Absorberdicke ist. Die Größen n, σ_0, β und d sind bekannt, und der f-Faktor folgt aus der Formel (4).

Tab. 4 zeigt die f-Faktoren der Wolframisotope bei drei verschiedenen Temperaturen, berechnet nach Gl. (4) für die Debye-Temperatur des metallischen Wolframs $\theta = 320$ K.

Tabelle 4 Die f-Faktoren der Wolframisotope für die Temperaturen 63 K (Schmelzpunkt des Stickstoffs), 70 K (Meßtemperatur) und 77 K (siedender Stickstoff).

Isotop	$\frac{R}{10^{-2}\,eV}$	f(77)	f(70)	f(63)
^{182}W	2,956	0,109	0,120	0,133
^{184}W	3,608	0,0665	0,0757	0,0852
^{186}W	4,332	0,0386	0,0451	0,0520

Aus Tab. 4 erhält man nun nach Gl. (16) die Faktoren 2h(t), mit deren Hilfe man aus den gemessenen Linienbreiten die natürlichen Linienbreiten berechnen kann.

Tabelle 5 Korrekturfaktoren zur Bestimmung der natürlichen Linienbreiten nach Gl. (16) für einen metallischen Wolframabsorber der Dicke d = 0,1 mm.

Isotop	2h(t,77)	2h(t,70)	2h(t,63)
^{182}W	3,20	3,32	3,43
^{184}W	2,92	3,04	3,17
^{186}W	2,56	2,67	2,75

In den Tabellen 4 und 5 sind die f-Faktoren und die Korrekturfaktoren zur Bestimmung der natürlichen Linienbreiten für die Temperatur des kochenden Stickstoffs, der Meßtemperatur und der Temperatur des schmelzenden Stickstoffs angegeben. Die gemessenen Linienbreiten ändern sich in diesen Temperaturintervallen jeweils um rund 3 %, die f-Faktoren um etwa 10 %. Lokale Temperaturschwankungen des Targets um wenige Grad, die wir in unserem Experiment nicht sicher ausschließen können, würden damit die Linienbreite nur unwesentlich ändern.

Infolge von Strahlenschäden, vergl. Tab. 1, erwarten wir für die f-Faktoren des W-Targets kleinere Werte als die in Tab. 4 angegebenen. Sie lassen sich aus den Mößbauerspektren nach der Arbeit [31] ermitteln: Ist A die Fläche unter der Geschwindigkeitskurve, so gilt mit einer Genauigkeit von besser als 3 %, wenn $4 \leq t \leq 10$ ist:

$$A = 0{,}6\pi \frac{c}{E_\gamma} \Gamma_0 f(1+0{,}20t), \tag{17}$$

wobei t die effektive Absorberdicke und f der f-Faktor des Targets ist. Mit bekannter effektiver Absorberdicke t läßt sich aus dem Experiment also nach Gl. (17) der entsprechende f-Faktor des Targets bestimmen. Für $t \leq 4$ gelten entsprechende Formeln.

Die Debye-Temperatur von Wolframcarbid ist bisher nicht gemessen worden. Sie kann bei bekannten f-Faktoren des Targets aus den Messungen mit dem Wolframcarbid-Absorber nach Gl. (17) berechnet werden, indem der Faktor (1 + 0,20t) bestimmt wird. Die Fehler von A und f gehen direkt in den Ausdruck (1 + 0,20t) ein. Damit multipliziert sich der Fehler für die effektive Absorberdicke t von Wolframcarbid und damit auch für die f-Faktoren mit dem Faktor 5. Nach dieser Methode hat man also keine genauen Werte für die Debye-Temperatur von Wolframcarbid zu erwarten. Den gemessenen Wert können wir jedoch nach zwei unabhängigen Methoden beurteilen. Die Debye-Temperatur von Wolframcarbid läßt sich aus einer Näherungsformel, Gl. (18), berechnen und mit dem gemessenen Wert vergleichen. Ferner kann man aus der effektiven Absorberdicke von Wolframcarbid h(t) bestimmen und dann aus der Wolframcarbid-Messung die natürlichen Linienbreiten der Mößbauerniveaus nach der Gl. (16) berechnen. Die Breiten müssen mit den Wolframmessungen übereinstimmen.

Die Debye-Temperatur von Wolframcarbid schätzen wir nach einer halbempirischen Formel von Nesphor ab:

$$\text{(18)} \qquad \Theta = \frac{12{,}45\left(\frac{T}{K}\right)^{0{,}73}\left(\frac{C}{\text{cal/g grd}}\left(\frac{\rho}{\text{g cm}^{-3}}\right)^{3/2}\right)^{1/2}}{M^{1/3}}$$

C ist die spezifische Wärmekapazität, ρ die Dichte, T der Schmelzpunkt, M die relative Molekülmasse. Mit den Werten C = 0,032 Cal/g grd für Wolfram und C = 0,044 cal/g grd für Wolframcarbid folgen die Debye-Temperaturen aus Gl. (18):

$$\text{(19)} \qquad \Theta_W = 424 \text{ K} \quad \text{und} \quad \Theta_{WC} = 402 \text{ K} .$$

Die berechnete Debye-Temperatur für Wolfram stimmt nicht gut mit der gemessenen Θ = 320 K überein. Es liegt nahe, daß die Formel (18) die Debye-Temperatur für Wolframcarbid um denselben Faktor falsch liefert, denn die Festkörpereigenschaften von Wolfram und Wolframcarbid sind ähnlich. Das kann man aus der Struktur von Wolframcarbid verstehen: Es gehört zu den sog. intermetallischen Verbindungen, bei denen sich ein Metalloid H,C oder N in die Gitter der Übergangsmetalle einlagert. Dabei darf das Atomradienverhältnis Metalloid - Metall den Wert 0,59 nicht übersteigen. Für Wolfram und Kohlenstoff beträgt dies Verhältnis

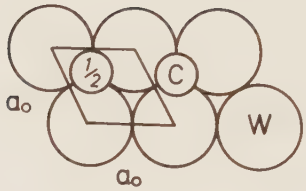
(20) $$r_c/r_w \leq 0{,}57.$$

Aus Gl. (19) erhält man für das Verhältnis der Debye-Temperaturen Θ_w/Θ_{wc} = 1,055. Setzt man für Wolfram den bekannten Wert Θ_w = 320 K ein, dann folgt daraus für Wolframcarbid

(21) $$\Theta_{wc} = 303 \text{ K} .$$

Neben den Linienbreiten und den f-Faktoren soll in dem Mößbauerexperiment nach Coulombanregung der Wolframisotope die Hyperfeinaufspaltung untersucht und mit Quellenmessungen verglichen werden. Dadurch soll geprüft werden, ob man die bereits diskutierten experimentellen Schwierigkeiten, die bei den Messungen mit den Re-Quellen durch Linienaufspaltungen in den Quellen und die hohe Untergrundstrahlung auftreten, umgehen kann. Obwohl die Hyperfeinaufspaltung in Quellenexperimenten am gründlichsten mit WS_2-Absorbern untersucht worden ist, wählen wir einen Wolframcarbidabsorber, denn Wolframcarbid hat den Vorteil, daß zur Kühlung flüssiger Stickstoff verwendet werden kann.

Das Wolframcarbidgitter besteht aus zwei ineinandergestellten hexagonalen Gittern von Wolfram- und Kohlenstoffatomen.



Figur 17 Elementarzelle von Wolframcarbid.
Das W-Atom liegt im Ursprung, 000, die Lage des C-Atoms ist 2/3 1/3 1/2.

Fig. 17 zeigt eine Elementarzelle, sie hat die Dimensionen

$$a_o = 2{,}9065 \text{ Å} \quad \text{und} \quad c_o = 2{,}8366 \text{ Å} .$$

Die W-Atome liegen im Ursprung, 000, aus Neutronenbeugungs-Versuchen wurden die Lagen der C-Atome zu 2/3 1/3 1/2 bestimmt.

Da Wolframcarbid paramagnetisch ist, beobachtet man ohne äußeres Magnetfeld allein eine Quadrupolaufspaltung, die durch die Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments Q mit dem elektrischen Feldgradienten am Kernort verursacht wird. Im Kernvolumen gilt die Poissongleichung

$$\Delta V = 0, \tag{22}$$

wobei V das elektrostatische Potential der Ladungen am Kernort, abgesehen von den Ladungen des betrachteten Kerns selbst, erzeugt wird.

Der Feldgradient ist wegen Gl. (22) durch zwei Komponenten bestimmt, und es ist üblich, die Komponente mit dem maximalen

Feldgradienten, V_{zz}, und den sog. Asymmetrieparameter

$$\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz} \tag{23}$$

zu wählen.

Der Hamiltonoperator, der die Quadrupolwechselwirkung beschreibt, lautet mit den eingeführten Größen

$$H_Q = \frac{eQV_{zz}}{4j(2j-1)} \{3j_z^2 - j(j+1) + \eta(j_x^2 - j_y^2)\} . \tag{24}$$

e bedeutet die Elektronenladung und j den Kernspin.

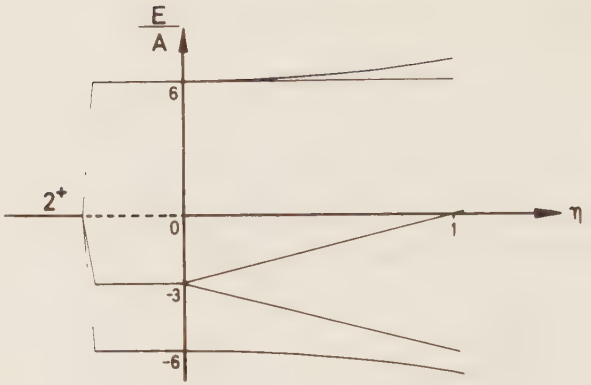
Für die Wolframkerne gerader Nukleonenzahl ist j = 2, die Energieeigenwerte lassen sich dann geschlossen darstellen:

$$\begin{aligned} E_1 &= 1/4\ eQV_{zz}\ (1 + 1/3\eta^2)^{1/2} \\ E_2 &= -1/4\ eQV_{zz}\ (1 + 1/3\eta^2)^{1/2} \\ E_3 &= 1/4\ eQV_{zz} \\ E_4 &= 1/4\ eQV_{zz}\ (-1/2 + 1/2\eta) \\ E_5 &= 1/4\ eQV_{zz}\ (-1/2 - 1/2\eta) \end{aligned} \tag{25}$$

In Fig. 18 ist die Quadrupolaufspaltung E als Funktion des Asymmetrieparameters η für j = 2 dargestellt.

Die Auswertung der Messungen mit dem Wolframcarbid-Absorber waren konsistent mit der Annahme eines hexagonal-symmetrischen Feldes am Kernort, η = 0. Der Hamiltonoperator H_Q vereinfacht sich dann zu

$$H_Q = \frac{eQV_{zz}}{4j(2j-1)} \{3I_z^2 - I(I+1)\} , \tag{26}$$

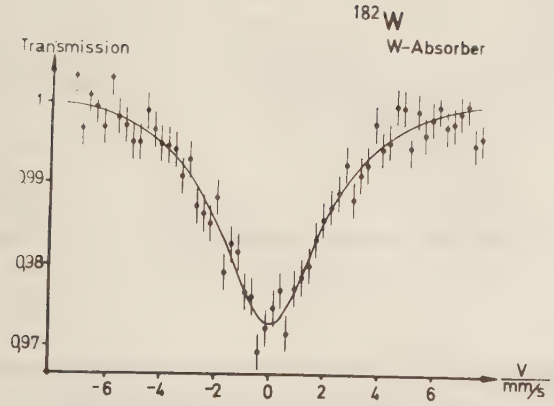


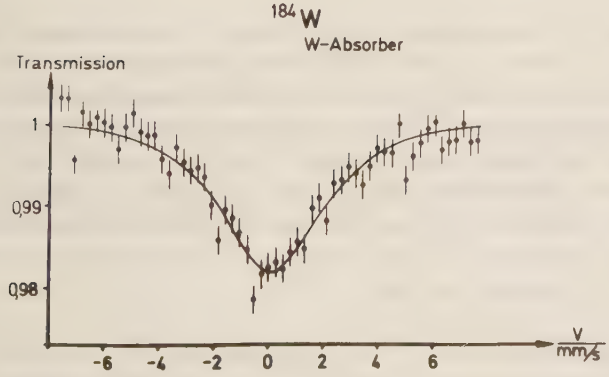
Figur 18 Die Quadrupolaufspaltung für j = 2 als Funktion des Asymmetrieparameters $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}$, $A = (eQV_{zz})/24$.

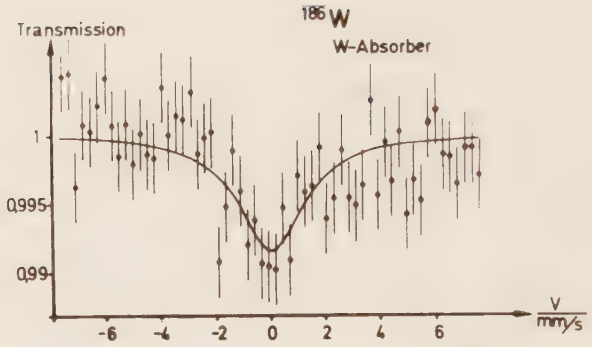
und die Energieeigenwerte sind entartet, da zu den Quantenzahlen m = ±1 und m = ±2 je gleiche Eigenwerte gehören. Da die Wolframkerne gerader Nukleonenzahl im Grundzustand den Spin 0 haben, bestehen die Mößbauerspektren von Wolframcarbid-Absorbern aus drei Komponenten. Die Amplituden-Verhältnisse sind entsprechend den Verhältnissen der Übergangswahrscheinlichkeiten für die E2-Strahlung von Wolfram, 2 : 2 : 1. Deshalb werden an die Meßwerte eine Summe von drei Lorentzkurven mit den Amplitudenverhältnissen 2 : 2 : 1 angepaßt.

5.2. Wolfram-Absorber

Die numerische Auswertung der Mößbauerspektren erfolgt mit den im "Mößbauer Data Index" [24] angegebenen Werten für die Energie, die Konversionskoeffizienten der Mößbauerniveaus und die Isotopenhäufigkeiten im natürlichen Wolfram.


182 W
W-Absorber
Transmission
1
0,99
0,98
0,97
-6
-4
-2
0
2
4
6
v
mm/s


184 W
W-Absorber
Transmission
1
0,99
0,98
-6
-4
-2
0
2
4
6
v
mm/s



Figur 19 Die Mößbauerspektren, gemessen nach Coulombanregung von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W mit einem Absorber der Dicke d = 0,1 mm aus metallischem Wolfram. Die ausgezogenen Linien sind je eine nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßte Lorentzkurven.

Fig. 19 zeigt die Mößbauerspektren, die nach Coulombanregung von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W mit einem metallischen Wolframabsorber der Dicke d = 0,1 mm registriert wurden. Die durchgezogenen Kurven sind Lorentzkurven. Sie wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßwerte angepaßt. Aus den gemessenen Linienbreiten v_r wurden nach Gl. (15) die korrigierten Linienbreiten v_{ro} berechnet und daraus mit der Energie-Zeit-Unschärferelation die Halbwertzeiten $T_{1/2}$ der ersten angeregten Niveaus der Wolframkerne bestimmt.

In Tabelle 6 sind die Meßergebnisse zusammengestellt. Man sieht, daß die nach Coulombanregung bestimmten Linienbreiten im Vergleich zu Quellenmessungen etwa um den Faktor k = 1,6 größer sind. Diese Linienverbreiterungen könnten durch eine Quadrupolaufspaltung im Target verursacht werden. Das würde bedeuten,

daß ein Teil der Wolframkerne nach dem Anregungsprozeß auf Gitterplätzen zur Ruhe kommt, wo der elektrische Feldgradient nicht verschwindet. Dann müssen die Verbreiterungen aber für die einzelnen Wolframkerne, die verschieden große Quadrupolmomente haben, verschieden groß sein. Deshalb setzen wir in erster Näherung die Verbreiterungen k(A) in

(27) $$v_{\Gamma_o}(A) = k(A) v'_{\Gamma_o}$$

proportional zu den Quadrupolaufspaltungen:

(28) $$k(A) = k_o \Delta\nu_Q(A) \ ,$$

wobei k_o unabhängig von der Nukleonenzahl A sein soll. v'_Γ ist für A = 182 die im Quellenexperiment ermittelte Linienbreite. Aus Gl. (28) folgt:

(29) $$k(A) = k(182) \Delta\nu_Q(A) / \Delta\nu_Q(182)$$

Den Faktor k(182) = 1,62 haben wir durch einen Vergleich der beiden Linienbreiten für ^{182}W in Tab. 6 ermittelt. Die im Quellenexperiment gemessene Linienbreite ist mit direkten Messungen der Halbwertzeit des ersten angeregten Zustands von ^{182}W konsistent [24] . Die Verhältnisse der Quadrupolaufspaltungen in Gl. (28) können wir unserem Experiment mit dem Wolframcarbid-Absorber entnehmen. $T^+_{1/2}$ in Tab. 6 und 9 sind die nach

(30) $$T^+_{1/2}(A) = T_{1/2}(A) \Delta\nu_Q(A) / \Delta\nu_Q(182)$$

korrigierten Werte.

Tabelle 6 Die Linienbreiten, die mit einem metallischen Wolframabsorber gemessen wurden. v_Γ sind die gemessenen und nach Gl. (15) korrigierten Linienbreiten. $T_{1/2}$ sind die aus v_{Γ_0} errechneten Lebensdauern, in $T_{1/2}^{+}$ ist berücksichtigt, daß die Linienverbreiterung von einer Quadrupolwechselwirkung im Target herrührt.

Quelle - Absorber	v_Γ mm/s	v_{Γ_0} mm/s	$T_{1/2}$ ns	$T_{1/2}^{+}$ ns
^{182}W --- ^{182}W	5,56 (20)	3,34 (12)	0,817 (29)	0,817
^{184}W --- ^{184}W	5,61 (24)	3,69 (16)	0,667 (28)	0,728
^{186}W --- ^{186}W	3,50 (53)	2,64 (40)	0,847 (13)	
^{182}Ta --- ^{182}W	3,43 (20)	2,06 (12)	1,32 (77)	

Bemerkung zu den Fehlern:

Für die Anpassung der Mößbauerspektren ist eine Methode von Hühnermann geeignet. Jeder Parameter, z.B. die Linienbreite und die Lagen der einzelnen Linien, wird einzeln variiert und die Kurve an die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt. Aus dieser besten Anpassung werden dann die Fehler für die Parameter ermittelt. Sie stimmen mit den üblichen statistischen Fehlern überein, wenn die Parameter unabhängig voneinander sind, anderenfalls sind sie größer. In den Tabellen sind die aus der besten Anpassung ermittelten Fehler sinnvoll mit dem Faktor 2 multipliziert. Eine genaue Analyse der Fehler findet man in [32] .

Zur Bestimmung der f-Faktoren aus den Flächen unter den Mößbauerspektren nach Gl. (17) müssen die Breiten der Mößbauerniveaus Γ_o bekannt sein. Für ^{182}W berechnen wir Γ_o aus der im Quellenexperiment ermittelten Halbwertzeit $k(182)T_{1/2}(182)$, für ^{184}W setzen wir für die Halbwertzeit $k(182)T_{1/2}(184)$ bzw. $k(184)T_{1/2}(184)$ (vergl. Gl. (28)).

Mit diesen Werten erhält man die f-Faktoren f bzw. f^+ des Targets. f_M wurde mit den Werten [24] für die Niveaubreiten bestimmt(vergl. Tab. 7).

Wegen der schlechten Statistik der ^{186}W-Messung werden die daraus ermittelten Meßdaten nicht diskutiert.

---

[32] H. Hühnermann,
Dissertation, Marburg 1967

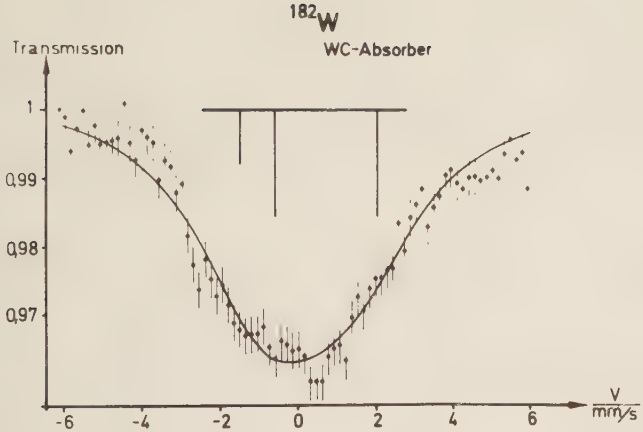
Tabelle 7 Die f-Faktoren des Wolfram-Targets. f(A) folgt aus Gl. (17) mit den gemessenen Halbwertzeiten. Für die Berechnung von $f^+(184)$ wurde die korrigierte Halbwertzeit $T_{1/2}^+$ zugrunde gelegt. Die Werte $f_M(A)$ wurden mit den in [24] angegebenen Daten für die Niveaubreiten Γ_o berechnet.

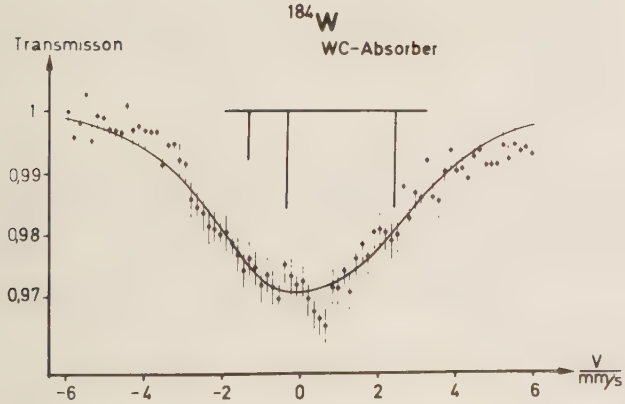
Target - Absorber	f(A)	$f^+(A)$	$f_M(A)$
^{182}W --- ^{182}W	0,0581 (40)		0,060
^{184}W --- ^{184}W	0,0425 (30)	0,0464	0,050
^{186}W --- ^{186}W			0,013

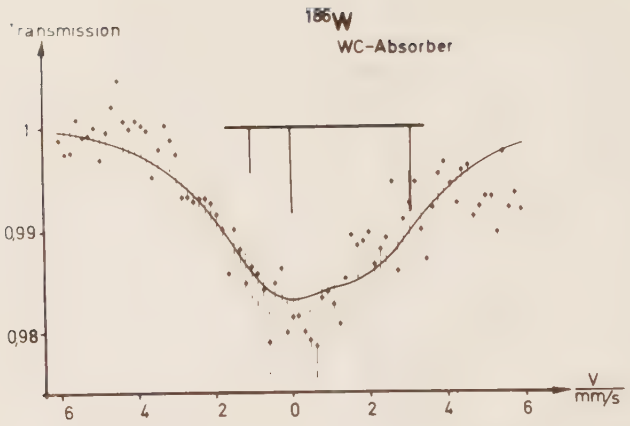
5.3 Wolframcarbid-Absorber

In Fig. 20 sind die Mößbauerspektren gezeichnet, die mit einem Wolframcarbid-Absorber der Dicke d = 0,18 mm des natürlichen Wolframs registriert wurden. Die ausgezogenen Kurven sind je eine Summe von drei Lorentzkurven. Bei der Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurden die Verhältnisse der Amplituden der drei Lorentzkurven zu 2:2:1 konstant gehalten (vergl. S. 46). Auch die Verhältnisse der Abstände der drei Linien wurden bei der Anpassung nicht variiert. Diese Verhältnisse wurden dem Aufspaltungsbild Fig. 18 für $\eta = 0$ entnommen.

Mit den gemessenen f-Faktoren des Targets, Tab. 7, lassen sich die effektiven Absorberdicken des Wolframcarbid-Absorbers und damit die f-Faktoren von Wolframcarbid aus Gl. (18) bestimmen.


182W
WC-Absorber
Transmission
1
0,99
0,98
0,97
-6
-4
-2
0
2
4
6
V
mm/s


184W
WC-Absorber
Transmisson
1
0,99
0,98
0,97
-6
-4
-2
0
2
4
6
V
mm/s



Figur 20: Die Mößbauerspektren, gemessen nach Coulombanregung von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W mit einem Wolframcarbid-Absorber der Dicke d = 0,18 mm des natürlichen Wolframs. Die ausgezogenen Linien sind je eine Summe von drei Lorentzkurven mit den Amplitudenverhältnissen 2:2:1. Die Lorentzkurven wurden an die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt.

Den Wert mit dem kleinsten statistischen Fehler erhält man aus der ^{182}W-Messung:

(31) $$t_{WC}(182) = 6{,}90 \ .$$

Mit der Absorberdicke d = 0,18 folgt der f-Faktor

(32) $$f_{WC}(182) = 0{,}0938 \ .$$

Nach Gl. (4) gehört zu diesem f-Faktor eine Debye-Temperatur für Wolframcarbid von

(33) $$\theta_{WC} = 297 \text{ K} \ .$$

Um aus den gemessenen Linienbreiten die natürlichen Linienbreiten nach Gl. (15) bestimmen zu können, brauchen wir auch die effektiven Absorberdicken von Wolframcarbid bezüglich ^{184}W und ^{186}W. Wir berechnen sie, indem wir aus der soeben bestimmten Debye-Temperatur Θ_{WC} nach Gl. (4) die f-Faktoren $f_{WC}(A)$ und dann mit den Daten aus [24] die effektiven Absorberdicken $t_{WC}(A)$ ermitteln. Tab. 8 zeigt die Ergebnisse.

Tabelle 8 Die f-Faktoren und die effektiven Absorberdicken von Wolframcarbid, berechnet aus der Debye-Temperatur Θ_{WC} = 297 K.

Target - Absorber	$t_{WC}(A)$	$f_{WC}(A)$
^{182}WC --- ^{182}WC	6,90	0,0938
^{184}WC --- ^{184}WC	5,12	0,0557
^{186}WC --- ^{186}WC	3,02	0,0312

In Tab. 9 sind die mit dem Wolframcarbid-Absorber gemessenen Linienbreiten v_Γ und die nach Gl. (15) korrigierten Linienbreiten v_{Γ_o} dargestellt. Zu den Breiten v_Γ gehören die Lebensdauern $T_{1/2}$. Bei den Werten $T^+_{1/2}$ ist berücksichtigt, daß die Linien infolge einer Quadrupolaufspaltung im Target verbreitert sind (vergl. S. 49).

Tabelle 9 Die mit einem Wolframcarbid-Absorber ermittelten Linienbreiten v_Γ sind die gemessenen, v_{Γ_o} die nach Gl. (15) korrigierten Linienbreiten. $T_{1/2}$ sind die aus v_{Γ_o} errechneten Lebensdauern. Bei den $T^+_{1/2}$-Werten ist berücksichtigt, daß die Linienverbreiterungen durch eine Quadrupolaufspaltung im Target verursacht wird.

Target - Absorber	v_Γ mm/s	v_{Γ_o} mm/s	$T_{1/2}$ ns	$T^+_{1/2}$ ns
^{182}WC --- ^{182}WC	5,82 (26)	3,09 (14)	0,884 (39)	0,884
^{184}WC --- ^{184}WC	6,04 (29)	3,61 (17)	0,681 (33)	0,744
^{186}WC --- ^{186}WC	5,38 (44)	3,82 (31)	0,584 (48)	0,679

Aus den Abständen der Lorentzkurven in Fig. 20 lassen sich die Quadrupolaufspaltungen $\Delta\nu_Q$ für die Wolframisotope ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W bestimmen. Nach Fig. 18 ist der doppelte Abstand der äußeren Linien

$$\Delta\nu_Q = ceQV_{zz}/E_\gamma \tag{34}$$

In Tab. 10 sind die Meßwerte für $\Delta\nu_Q$ und die nach

$$E_Q = E_\gamma \Delta\nu_Q/c \tag{35}$$

entsprechende Energie E_Q angegeben.

Tabelle 10 Die aus den Meßwerten (Fig. 20) ermittelten Quadrupolaufspaltungen $\Delta\nu_Q$.
E_Q ist die Quadrupolenergie $E_Q = E_\gamma \Delta\nu_Q/c$, Q(A) ist das Quadrupolmoment des Wolframkerns mit der Nukleonenzahl A.

Target - Absorber	$\frac{\Delta\nu_Q}{mm/s}$	$\frac{E_Q}{\mu eV}$	$\frac{Q(A)}{Q(182)}$
^{182}WC --- ^{182}WC	7,12 + 0,06	1,19	
^{184}WC --- ^{184}WC	7,76 + 0,07	1,44	1,21
^{186}WC --- k86$_{WC}$	8,28 + 0,22	1,69	1,42

Die Verhältnisse der Quadrupolenergien E_Q ergeben direkt die Verhältnisse der Quadrupolmomente der Wolframkerne.

5.4 Vergleich der Messungen mit dem Wolfram- und dem Wolframcarbid-Absorber.

Da die Halbwertzeiten der Mößbauerniveaus von ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W in zwei unabhängigen Messungen ermittelt worden sind - in einer mit einem metallischen Wolfram-Absorber und in einer mit einem Wolframcarbid-Absorber - können die Meßergebnisse miteinander verglichen werden. Die $T_{1/2}$-Werte in Tab. 9 für den Wolframcarbid-Absorber sind etwas größer als die in Tab. 6 für einen Wolfram-Absorber. Die Verhältnisse der entsprechenden Halbwertzeiten stimmen jedoch gut miteinander überein (Tab. 11). Man kann die Diskrepanz der absoluten Werte damit erklären, daß die Debye-Temperatur von Wolframcarbid, mit der die gemessenen Linienbreiten korrigiert worden sind, nicht ganz richtig ermittelt wurde. Die Meßergebnisse in Tab. 6 und Tab. 9 würden mit einer effektiven Absorberdicke für Wolframcarbid von

(36) $$t_{wc}(182) = 5{,}6$$

übereinstimmen, entsprechend eines f-Faktors von

(37) $$f_w(182) = 0{,}0757$$

und nach Gl. (4) einer Debye-Temperatur von

(38) $$\Theta_{wc} = 283 \text{ K} .$$

Dieser Wert weicht von der vorher bestimmten Debye-Temperatur $\Theta_{wc} = 297$ K nicht zu stark ab, da das Verfahren, nach dem wir die Debye-Temperatur ermittelt haben (vergl. S. 42), nicht besonders genau ist.

Tabelle 11 Übersicht über die im Mößbauerexperiment mit dem Wolfram-Absorber (Tab. 6) und dem Wolframcarbid-Absorber (Tab. 9) ermittelten Halbwertzeiten. Damit wir unsere Meßergebnisse mit dem Mittelwert aus verschiedenen anderen Messungen [24] vergleichen können, sind in der Tabelle die Verhältnisse $T_{1/2}(182)/T_{1/2}(A)$ angegeben.

A	Tab. 6 4. Spalte	Tab. 6 5. Spalte	Tab. 9 4. Spalte	Tab. 9 5. Spalte	24
184	1,22	1,12	1,30	1,19	1,09
186			1,51	1,30	1,30

6. Meßergebnisse und Diskussion

In Tab. 12 sind die Meßergebnisse, die aus den Mößbauerspektren mit einem metallischen Wolfram-Absorber erhalten wurden, zusammengestellt. Die Halbwertbreiten der korrigierten Absorptionslinien ergaben bei allen drei Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W einen etwa um den Faktor 1,6 zu großen Wert. Man könnte diese Verbreiterungen durch eine Quadrupolwechselwirkung im Target erklären. Danach käme ein Teil der Wolframkerne nach dem Anregungsprozeß auf Gitterplätzen mit nichtverschwindendem elektrischen Feldgradienten zur Ruhe. Erhärtet wird diese Deutung durch die Messung der gestörten Winkelverteilung der Zerfalls-γ-Strahlung nach Coulombanregung im metallischen Wolfram [33] , bei der eine Quadrupolwechselwirkung beobachtet wurde. Da sich die Quadrupolmomente der verschiedenen Wolframkerne voneinander unterscheiden, müßten die Linienverbreiterungen nach unserer Deutung für die einzelnen Wolframisotope verschieden groß sein. Das wurde dadurch berücksichtigt, daß die Verbreiterungen proportional zu den von uns mit einem Wolframcarbid-Absorber ermittelten Quardrupolaufspaltungen gesetzt wurde. Die damit korrigierten Halbwertszeiten $T^{+}_{1/2}$ in Tab. 6 und Tab. 9 mußten dann um denselben Faktor von den richtigen Werten abweichen. In Tab. 11 wird gezeigt, daß die Verhältnisse der unkorrigierten Halbwertszeiten $T_{1/2}$ von den Verhältnissen der nach anderen Methoden ermittelten Halbwertszeiten abweichen, daß die Verhältnisse der $T^{+}_{1/2}$-Werte aber recht gut übereinstimmen.

---

[33] R.P. Scharenberg, J. Kurfess, G. Schilling, J.W. Tipple, P. Wolfe, Perturbed aungular correlations, p 190, Amsterdam: North-Holland 1964

Tabelle 12 Zusammenstellung der Meßergebnisse, die mit einem metallischen Wolfram-Absorber erhalten wurden. v_Γ und v_{Γ_o} sind die gemessenen und nach (15) korrigierten Linienbreiten. $T'_{1/2}$ sind die aus den Meßdaten errechneten Lebensdauern, $T_{1/2}$ entsprechende Literaturwerte. Die aus den Messungen bestimmten Debye-Waller-Faktoren des Targets sind mit f', die nach Gl. 4 mit Θ = 320K errechneten Faktoren mit f bezeichnet.

Quelle - Absorber	E_γ / keV	v_Γ / mm/s	v_{Γ_o} / mm/s	$T'_{1/2}$ / ns	$T_{1/2}$ / ns [a]	f'	f	Θ / K [b]
^{182}Ta --- ^{182}W	100,1	3,43 (20)	2,06 (12)	1,320(77)	1,37	-	-	320
^{182}W --- ^{182}W	100,1	5,56 (20)	3,34 (12)	0,817(29)	1,37	0,058(4)	0,120	
^{184}W --- ^{184}W	111,1	5,61 (24)	3,69 (16)	0,667(28)	1,26	0,042(3)	0,076	
^{186}W --- ^{186}W	122,5	3,50 (53)	2,65 (40)	0,847(130)	1,05	-	0,045	

[a] "Mößbauer-Effect Data Index 1958-1965"
A.H. Muir, K.J. Ando, H.M. Coogan
North. American Aviation Science Center, Thousand Oaks, Cal.

[b] O.I. Sambaev, A.I. Smirnov, V.S. Zykov
Soviet Physics JETP 15 (1962) 82

Die Größe der angenommenen Quadrupolaufspaltung im Target läßt sich aus unserem Experiment nicht ermitteln. Es wurde versucht, an das mit dem metallischen Wolframabsorber registrierte ^{182}W-Spektrum eine Summe von Lorentzkurven mit der bekannten Linienbreite von ^{182}W anzupassen, die Anpassung war aber nicht eindeutig. Denn neben Komponenten der aufgespaltenen Linie gibt es eine unaufgespaltene Linie, deren Intensität nicht bekannt ist und die von den Wolframkernen herrührt, die nach dem Abbremsprozeß normale Gitterplätze erreicht haben.

Noch schwieriger dürfte der Anteil der Wolframkerne zu ermitteln sein, die nicht auf normalen Gitterplätzen zur Ruhe kommen. Wäre die Aufspaltung im Target mit den Intensitäten der Komponenten bekannt, so könnte man aus den Intensitäten noch nicht entscheiden, welcher Anteil der Wolframkerne sich auf normalen Gitterplätzen befindet und welcher Anteil auf Gitterplätzen zur Ruhe kommt, wo eine Quadrupolaufspaltung auftritt. Denn die Intensitäten werden auch durch die f-Faktoren bestimmt, die für die verschiedenen Lagen der Wolframkerne im Kristall verschieden groß sein können.

Hardy und Mitarbeiter [7] haben den Mößbaueffekt nach Coulombanregung am 46 KeV-Niveau im ^{183}W gemessen.

Unter Berücksichtigung des Konversions-Koeffizienten, des Debye-Waller-Faktors und der Debye-Temperatur errechneten die genannten Autoren aus ihrer gemessenen Linienbreite von (47,2± 0,4)mm/s die natürliche Linienbreite des 46 KeV-Niveaus und fanden, daß dieser Wert mit der bekannten Lebensdauer des 46 KeV-Zustands von $T_{1/2}$=0,184ns gut übereinstimmt. Wenn man jedoch berücksichtigt, daß die natürliche Linienbreite des 46 KeV-Zustands mit $2c\Gamma_o/E_\gamma$=29,4 mm/s erheblich größer ist als diejenigen der hier untersuchten Zustände und aus dem bekannten Quadrupolmoment des 46 KeV-Zustands abschätzt, daß die Quadrupolaufspaltung von etwa gleicher Größe ist wie bei den geraden W-Isotopen, so liegt die dadurch bedingte Linienverbreiterung bei ^{183}W

etwa in der Größe des angegebenen Meßfehlers. Die von uns gemessenen Linienverbreiterungen sind daher nicht im Widerspruch zu den Ergebnissen von Hardy.

Wie die Tab. 12 weiter zeigt, ergab die Auswertung der Messungen Debye-Waller-Faktoren des Targets, die um den Faktor 2 kleiner sind, als die nach Gl. (4) berechneten Werte.

Derartige Beobachtungen wurden auch von anderen Experimentatoren gemacht [5] [3] [8] . Hardy [7] erhielt aus seinen Messungen am ^{183}W einen Wert, der um den Faktor 5,6 kleiner war, als der theoretische Wert. Czjzek und Mitarbeiter [5] geben zwei Gründe für diese Abweichungen an: Einmal kann eine lokale Erwärmung des Targets zu einer Verminderung des Debye-Waller-Faktors führen. Zum anderen kann ein Teil der coulomangeregten Kerne auf Zwischengitterplätzen mit geringerer Bindung an die Umgebung zur Ruhe kommen, was zu einer Abnahme der mittleren Debye-Temperatur führen und damit den kleineren f-Faktor erklären würde.

In Tab. 13 sind die Quadrupolaufspaltungen zusammengestellt, die in Quellenmessungen an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W beobachtet wurden. Zum Vergleich damit sind die entsprechenden Verhältnisse der Diagonalmatrix-Elemente $Q_{22}(A)$ der Quadrupol-Operatoren von den 2^+-Anregungszuständen der Kerne ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W angegeben. Sie sind in einer neueren Messung bestimmt worden [34] . Die Ergebnisse von B. Persson und Mitarbeitern [14] , die mit WS_2-Absorbern gemessen haben, stimmen mit den aus Coulombanregungsdaten [34] berechneten Werten überein. Dagegen weichen die mit Wolframcarbid-Absorbern gemessenen Werte davon ab, sie sind größer.

---

[34] R. G. Stokstad, B. Persson, Phys. Rev. 17o (1968) 1072

Tabelle 13 Zusammenstellung von Messungen der Quadrupolaufspaltung $\Delta\nu_Q = eQV_{zz}/E_\gamma$ bei Mößbauerexperimenten an den Wolframisotopen. Q(A) ist das Quadrupolmoment des Kerns mit der Nukleonenzahl A. Die Verhältnisse der Quadrupolmomente werden mit den aus den B(E2)-Werten bestimmten Quadrupolmomenten aus neueren Messungen [34] verglichen.

Quelle-Absorber	$\Delta\nu_Q$ mm/s	Q(A)/Q(182)	Lit.
^{182}Ta --- WS_2	10,04 (6)		[21]
^{182}Ta --- WS_2	11		[23]
^{184}Re --- WC,WS_2,WO_3		1,07	[23] [24]
^{182}Ta --- WS_2			
^{184}Re --- WS_2		0,938 (15)	[14]
^{186}Re --- WS_2		0,882 (17)	
^{182}Ta --- WC	7,0		[23]
^{182}W --- WC	7,12 (6)		
^{184}W --- WC	7,76 (7)	1,21 (2)	[a]
^{186}W --- WC	8,28 (22)	1,42 (5)	
		^{22} ^{22}(182)	
^{182}W		0,946 (9)	[34]
^{186}W		0,902 (9)	

[a] Eigene Messungen

Die von uns mit einem WC- Absorber gemessene Quadrupolaufspaltung nach Coulombanregung von ^{182}W stimmt mit einer entspechenden Quellenmessung von Phillips und Grodzins überein (Tab.13, Fig.4). Diese Autoren haben auch mit einer ^{184}Re-Quelle den Mößbaereffekt an ^{184}W untersucht, sie haben die Messergebnisse aber nicht veröffentlicht. Im "Mößbauer Data Index" [24] sind diese Messungen in dem Q-Verhältnis Q(184)/Q(182)=1,07 mit berücksichtigt. Wir können diesen Wert mit dem von uns bestimmten jedoch nicht sinnvoll vergleichen, da nicht genau bekannt ist,wie jener erhalten wurde. Eine Mittelung des mit einem WS_2-Absorber gemessenen [14] (Tab.13) Q-Verhältnisses mit dem von uns bestimmten ergibt denselben Wert 1,07.

Aus Coulombanregungsdaten wie in Mößbauerexperimenten mit WS_2- oder WO_3-Absorbern werden für die Kerne ^{184}W und ^{186}W Q-Verhältnisse kleiner als 1 bestimmt. Diese Ergebnisse werden auch von Kumar und Baranger bestätigt [35] die Q(184)/Q(182)=0,946 und Q(186)/Q(182)= 0,862 berechnet haben. Die Abweichungen der in dem Mößbauerexperiment mit einem WC-Absorber bestimmten Werte davon müßten mit systematischen Fehlern zu erklären sein, die bei der Verwendung von Wolframcarbid als Absorbersubstanz und der üblichen Auswertung der Mößbauerspektren auftreten.

Wir können die oben besprochenen Diskrepanzen qualitativ erklären, wenn wir annehmen, daß es in Wolframcarbid verschiedene Gitterplätze für Wolframatome gibt, zu denen verschiedene Debye-Temperaturen und elektrische Feldgradienten an den Kernorten gehören. Diese Annahmen sind plausibel, wenn man bedenkt, daß in Wolframcarbid, WC, z.B. auch die mögliche Verbindung W_2C enthalten sein kann. Um die Diskussion zu vereinfachen, nehmen wir an, daß nur zwei verschiedene Lagen für die W- Atome möglich sind, eine zu der eine hohe Debye- Temperatur und ein großer elektrischer Feldgradient am W-Kernort und eine zu der eine

---

[35] K.Kumar, M.Baranger, Phys.Rev.Lett.17(1966)1146

niedrige Debye- Temperatur und ein kleiner elektrischer Feldgradient gehören. Die entspechenden f- Faktoren für ^{182}W differieren weniger voneinander als die f- Faktoren für ^{184}W, am meisten differieren die f- Faktoren für ^{186}W(vergl.Fig.2). Das hat zur Folge, daß in den ^{182}WC- Spektren wegen der oben gemachten Annahmen über die elektrischen Feldgradienten ein höherer Anteil mit kleiner Quadrupolaufspaltung enthalten ist als in den ^{184}WC- und in den ^{186}WC- Spektren. Die kleineren Aufspaltungen werden also für die Wolframisotope kleinerer Nukleonenzahl stärker berücksichtigt. Und das täuscht für diese Kerne mit kleinerer Nukleonenzahl kleinere Quadrupolmomente vor, wenn man in der Auswertung an den Kernorten gleiche elektrische Feldgradienren voraussetzt.

Die genannten Messungen der Quadrupolaufspaltung an den Wolframisotopen sind mit WS_2- Absorbern durchgeführt worden. Wegen der kleinen Debye- Temperatur von Wolframdisulfid muß zur Kühlung von Quelle und Absorber flüssiges Helium verwendet werden. Unsere Messungen haben gezeigt, daß der Mößbaereffekt an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W nach Coulombanregung gemessen werden kann und daß sich die Messungen mit Quellenmessungen vergleichen lassen. Deshalb wäre eine Wiederholung der Messungen mit einem WS_2- Absorber, der mit flüssigem Helium gekühlt werden müßte, sinnvoll.

2. Zusammenfassung

Es wurde der Mößbaueneffekt nach Coulombanregung an den Wolframisotopen ^{182}W, ^{184}W und ^{186}W simultan und unter identischen experimentellen Bedingungen gemessen. Das war möglich, weil die nur um 10 keV auseinanderliegenden γ -Linien der Wolframisotope mit einem Ge(Li)-Detektor getrennt nachgewiesen werden konnten. Um den Einfluß von Strahlenschäden im Target zu ermitteln, wurde in einem Experiment als Absorber ebenfalls Wolfram gewählt und die Meßergebnisse mit Quellenmessungen an ^{182}W verglichen. Zur Messung der Hyperfeinaufspaltung wurde als Absorber, seiner hohen Debye-Temperatur wegen, Wolframcarbid gewählt.

Die Linienbreiten der Mößbauerspektren wurden etwa um den Faktor 1,6 zu groß gemessen. Das haben wir durch das Auftreten einer Quadrupolaufspaltung im Target gedeutet. Danach kommt ein Teil der Wolframkerne nach dem Anregungsprozeß auf Gitterplätzen mit nicht verschwindenden elektrischen Feldgradienten zur Ruhe.

Für die Debye- Waller- Faktoren des Wolframtargets wurden Werte gemessen, die etwa um den Faktor 2 kleiner waren, als für die Wolframisotope nach Quellenmessungen zu erwarten war. Diese Diskrepanz kann durch eine lokale Erhitzung des Targets und dadurch zu erklären sein, daß die Wolframkerne nach dem Anregungsprozeß zum Teil auf Gitterplätzen zur Ruhe kommen, wo sie nicht so stark an die Umgebung gebunden sind wie auf normalen Gitterplätzen.

Die mit dem Wolframcarbid-Absorber gemessenen Quadrupolaufspaltungen stimmen mit entsprechenden Quellenmessungen überein. Abweichungen von Messungen mit WS_2-Absorbern wurden diskutiert.

A N H A N G

T a b e l l e n v e r z e i c h n i s

Tabelle		Seite Nr.
1	Vergleich der f-Faktoren, die aus Mößbauerexperimenten nach Coulombanregung oder einer (d,p)-Reaktion ermittelt wurden, mit den f-Faktoren, die aus Quellenmessungen bestimmt wurden.	8
2	Die Mößbauermessungen nach Coulombanregung und aus den B(E2)-Werten ermittelten Quadrupolmomente der Kerne von Yb und Gd, bezogen auf ^{170}Yb und ^{155}Gd.	10
3	Übersicht über die aus Quellenmessungen bekannten Daten von Wolfram.	18
4	Die aus der Debye-Temperatur von Wolfram berechneten f-Faktoren der Wolframisotope für die Temperaturen 63K, 70K und 77K.	40
5	Korrekturfaktoren zur Bestimmung der natürlichen Linienbreiten für den metallischen Wolframabsorber.	41
6	Die Linienbreiten, die mit einem metallischen Wolframabsorber gemessen wurden.	50
7	Die gemessenen f-Faktoren des Wolframtargets	52
8	Die f-Faktoren und effektiven Absorberdicken von Wolframcarbid, berechnet aus der Debye-Temperatur Θ_{WC}=297K.	55
9	Die mit dem Wolframcarbidabsorber gemessenen Linienbreiten.	56

Tabelle		Seite Nr.
10	Die aus der Wolframcarbidmessung ermittelten Quadrupolaufspaltungen.	57
11	Die Verhältnisse der gemessenen natürlichen Linienbreiten.	59
12	Zusammenstellung der Meßergebnisse, die mit dem metallischen Wolframabsorber erhalten wurden.	61
13	Zusammenstellung der Quadrupolaufspaltungen und der Verhältnisse der Quadrupolmomente.	64

F i g u r e n v e r z e i c h n i s

Fig.		Seite Nr.
1	B(E2)-Werte der für Mößbauerexperimente nach Coulombanregung geeigneten Kerne.	13
2	Die f-Faktoren als Funktion der Rückstoßenergie der Mößbauerkerne.	14
3	Anregungsenergien, Drehimpulse und Halbwertszeiten der ersten Niveaus der Wolframisotopenkerne.	15
4	Quellenmessungen von ^{182}W mit einem WS_2- und einem WC-Absorber von Phillips und Grodzin.	19
5	Messung des Mößbaueneffektes nach Coulombanregung am 46 keV-Niveau von ^{183}W (Hardy und Mitarbeiter).	20
6	Die f-Faktoren der Wolframisotope in Abhängigkeit von der Temperatur.	21
7	Das γ-Spektrum der Wolframisotope.	22
8	Gesamtansicht der Mößbauerapparatur.	24
9	Das Antriebssystem der Mößbauerapparatur.	25
10/11	Die Funktion des Modulators.	26
12	Der Mößbauerantrieb mit dem Kryostaten.	28
13	Das Target und der Absorber	29
14	Das Mößbauerspektrum, gemessen mit einer ^{182}Ta-Quelle und einem metallischen Wolframabsorber.	31
15	Das Blockschaltbild der elektronischen Meßapparatur.	33
16	Die Messungen auf dem Oszillografenschirm des zweiparametrigen VKA.	34

Fig.		Seite Nr.
17	Elementarzelle von Wolframcarbid.	44
18	Die Quadrupolaufspaltung für j=2 als Funktion des Asymmetrieparameters.	46
19	Die Mößbauerspektren, gemessen nach Coulomb-anregung der Wolframisotopenkerne mit einem metallischen Wolframabsorber.	47/48
20	Die Mößbauerspektren, gemessen nach Coulomb-anregung der Wolframisotopenkerne mit einem Wolframcarbidabsorber.	53/54

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

[1] R. L. Mößbauer: Z. Phys. 151 (1958) 124
Z. Naturforsch. 14a (1959) 211

[2] D. Seyboth, F. E. Obenshain, G. Czjzek
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 954

[3] Y. K. Lee, P. W. Keaton, Jr., E. T. Ritter, J. C. Walker,
Phys, Rev. Lett. 14 (1965) 957

[4] J. Eck, Y. K. Lee, E. T. Ritter, Stevens, Jr., J.C.Walker,
Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 120

[5] C. Czjzek, J. L. Ford, Jr., F.E. Obenshain, D. Seyboth,
Phys. Lett. 19 (1966) 673

[6] J. S. Eck, Y. K. Lee, J. C. Walker, R. R. Stevens, Jr.,
Phys. Rev. 156 (1967) 246

[7] K. A. Hardy, D. C. Russel, R. M. Wilenzick,
Phys. Lett. 27A (1968) 422

[8] E. T. Ritter, Y. K. Lee, R. R. Stevens, Jr., J. C. Walker,
Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 1111

[9] J. Christiansen, H. E. Mahnke, U. Mohrfeld, E. Recknagel,
D. Riegel, G. Schatz, G. Weyer, W. Witthuhn,
Tätigkeitsbericht 1967, Hahn-Meitner-Institut, Berlin

[10] P. Hannaford, C. J. Howard, J.W.C. Wignall,
Phys. Lett. 19 (1965) 257

[11] Y. K. Lee, E. T. Ritter, R. R. Stevens. Jr., J. C. Walker,
Tätigkeitsbericht 1966, AEC Contract AT (30-1)-2028

[12] P. H. Dederichs, Chr. Lehmann, H. Wegener
Phys. Stat. Sol. 8 (1965) 213

[13] R. R. Stevens, Jr., J. Eck, E. T. Ritter,
Y.K. Lee, J. C. Walker
Tätigkeitsbericht 1966, AeC Contract AT (30-1)-2028

[14] B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti,
Phys. Rev. 170 (1968) 1066

[15] O. Prior, F. Boehm, S. G. Nilsson,
Nucl. Phys. A 110 (1968) 257

[16] F. E. Obenshain,
Hyperfine structure and nuclear radiations, S. 657
Amsterdam: North-Holland 1968

[17] L. Néel, R. Panthenet, B. Dreyfus,
Prog. Low. Temp. Physics 4 (1964) 344

[18] E. Kankeleit, Z. Phys. 164 (1961) 442

[19] O. I. Sumbaev, A. I. Smirnov, V. S. Zykov
Soviet Phys. JETP 15 (1962) 82

[20] N.Shikazono, H. Takekoshi, T. Shoji, J. Phys. Soc. Jap.
20 (1965) 271

[21] D. Agresti, E. Kankeleit, B. Persson.
Phys. Rev. 155 (1967) 1342

[22] B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti
Phys. Lett. 24 (1967) B522

[23] E. A. Phillips, L. Grodzins, Bull. Am. Soc. 7 (1962) 359

[24] A. H. Muir, Jr., K. J. Ando, H. M. Coogan
Mößbauer Effect Data Index 1958-1965 London 1966

[25] K. Adler, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432

[26] H. Faatz, Mitteilungsblätter Strahlungsmeßgeräte,
Heft 14 (1965) 10 Frieseke & Höpfner

[27] M. J. Attardo, J.M. Galligan, J. Appl. Phys. 38 (1967)418

[28] W. M. Visscher, unveröffentlichte Mitteilung

[29] W. A. Aron
The passage of charged particels through matter (Thesis)
UCRL-1325, Univ. of. California, Berkeley(1951)

[30] S. Margulies, J. R. Ehrmann,
Nucl. Instr. & Meth. 12 (1961) 131

[31] D. A. Shirley, M. Kaplan, P. Axel,
Phys. Rev. 123 (1961) 816

[32] H. Hühnermann,
Dissertation, Marburg 1967

[33] R.P. Scharenberg, J. Kurfess, G.Schilling, J.W. Tipple,
P. Wolfe, Perturbed aungular correlations, p 190,
Amsterdam: North-Holland 1964

[34] R.G. Stokstad, B. Persson, Phys. Rev. 170 (1968) 1072

[35] K. Kumar, M. Baranger Phys.Rev.Lett.17(1966)1146

Lebenslauf

Am 2. April 1937 wurde ich, Egon Schedler, als Sohn des Landwirts Eduard Schedler und seiner Ehefrau Wanda, geborene Friedrich, in Kobyle bei Lodz (Polen) geboren.

Von 1943 an besuchte ich ein Jahr lang die Volksschule in Pieczew und dann nach unserer Umsiedlung nach Hasbergen, Krs. Osnabrück, von 1947 bis 1949 die Volksschule in Hasbergen. Nach dem Besuch der Möser- Mittelschule in Osnabrück von 1949 bis 1951 trat ich über zum Ernst- Moritz- Arndt- Gymnasium und legte dort 1958 die Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester 1958 begann ich an der Rheinischen Friedrich- Wilhelms- Universität in Bonn das Studium der Physik. Nach der Diplomvorprüfung im Februar 1961 setzte ich mein Studium an der Phillips- Universität in Marburg fort und bestand im Juni 1965 die Diplomhauptprüfung.

Dann arbeitete ich an verschiedenen Aufgaben in der Abteilung für Kernphysik des Physikalischen Instituts mit, um mich mit der experimentellen Technik am Beschleuniger vertraut zu machen. Dabei ergab sich die Problemstellung zur vorliegenden Arbeit.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten

Cappeller, Jaeckel, Kamke, Madelung, Osberghaus, Paul, Petzold, Richter, Vogt, Walcher, Weizel und Wolter in Physik,

Erwe, Krull, Peschl, Peyerimhoff, Schöneborn und Thimm in Mathematik,

Helferich und Schmitz- Du Mont in Chemie.